

ÜBER DIE ZEITABHÄNGIGKEIT DER SCHALLRICHTUNGSVERTEILUNG IN RÄUMEN BEI IMPULSARTIGER ANREGUNG

von E. MEYER und W. BURGTORF

III. Physikalisches Institut der Universität Göttingen

Zusammenfassung

Schallrichtungsverteilung und Richtungsdiffusität, zwei Größen zur akustischen Charakterisierung von Räumen, wurden bisher im stationären Schallfeld ermittelt. Die vorliegende Arbeit benutzt stattdessen Schallimpulse zur Anregung des Raumes und verfolgt während ihres Abklingens den zeitlichen Verlauf der Richtungsverteilung. Als Beispiele für die Anwendung der Methode dienen Messungen in den Zuschauerräumen zweier neuer Theater, von denen das eine glatte Wand- und Deckenflächen besitzt, das andere eine starke akustische „Auflösung“ aufweist.

Summary

Two of the quantities determining the acoustical characteristics of a room, viz. the directional distribution and the diffusiveness of sound energy have hitherto been measured under steady-state conditions. In this work pulses were used to excite the room and the directional sound distribution was measured during the time of decay. As examples of the application of this method, the results of measurements carried out in two theatres are given. Of the two theatres one had smooth wall and ceiling surfaces, the other bounding surfaces giving strong acoustical scattering.

Sommaire

Jusqu'à présent, on a déterminé en champ sonore stationnaire la distribution en direction du son et la diffusion en direction, ces deux grandeurs servant à caractériser l'acoustique des salles. Dans le présent travail, on utilise par contre des impulsions sonores pour exciter la salle, et on suit, pendant l'affaiblissement de ces impulsions, la variation dans le temps de la distribution en direction. On donne, comme exemples d'application de cette méthode, les résultats de mesures faites dans les salles de deux théâtres neufs, dont l'une a un plafond et des murs lisses, tandis que l'autre présente une forte «atténuation» acoustique.

1. Einleitung

Unter den neueren Verfahren, Schallfelder in Räumen zu charakterisieren, befindet sich auch die Methode [1], bei stationärer Anregung die Richtungsverteilung der am Platz des Beobachters ankommenden Schallenergie zu bestimmen. Hierzu wird in dem zu messenden Raum durch eine Kugelschallquelle ein Frequenzband einer mittleren Tonhöhenlage stationär erzeugt; die am Meßplatz eintreffende Schallenergie wird durch ein richtungsselektives Mikrofon (Halbwertbreite etwa 10°) in die einzelnen Richtungssteile aufgespalten. Die Richtungsverteilung läßt sich folgendermaßen veranschaulichen. Die auf die einzelnen Richtungen entfallende Energie stellt man durch einen Stab entsprechender Länge dar, der in eine kleine Kugel bzw. Halbkugel in der zugehörigen Richtung hineingesteckt wird. Der aus der Richtung von der Schallquelle einfallende Energieanteil, im allgemeinen der stärkste Anteil, wird in

der Stablänge auf einen bestimmten Wert genormt. Beispiele solcher „Schalligel“ sind für eine Reihe von bekannten Konzert- oder Theaterräumen in der Literatur angegeben [1].

Aus der Richtungsverteilung läßt sich ein einziger Zahlenwert, die sogenannte Richtungsdiffusität herleiten, um die Gleichmäßigkeit in der Richtungsverteilung zu kennzeichnen. Ihre Definition ist $d = 1 - (m/m_0)$, wobei m die mittlere absolute Abweichung ΔM sämtlicher n Energieanteile A_i von ihrem arithmetischen Mittelwert M auf diesen bezogen darstellt, es ist also

$$m = \Delta M / M,$$

$$\text{wobei } M = \sum_{i=1}^n A_i / n \quad \text{und} \quad \Delta M = \frac{\sum_{i=1}^n |M - A_i|}{n} \quad \text{sind.}$$

m_0 wird in der gleichen Weise wie m , aber im reflexionsfreien Raum bestimmt, m ist stets kleiner als m_0 . Auch für diese zahlenmäßige Auswertung

von Richtungsverteilungen findet sich in den oben angegebenen Arbeiten eine Reihe von Beispielen, die zeigen, daß die Richtungsdiffusität innerhalb eines Raumes stark schwankt, und daß sie in verschiedenen Räumen mit annähernd gleicher Nachhallzeit recht verschieden sein kann.

Die Messung der Schallrichtungsdiffusität geht von der Vorstellung aus, daß für das „Einbezogen-sein“ eines Zuhörers in das akustische Geschehen im Raum der ihn treffende Schall nicht nur aus einer einzigen Richtung, etwa von der Schallquelle her, sondern aus vielen Richtungen einfallen muß. Nun weiß man aber aus den Untersuchungen über Laufzeiteffekte von Rückwürfen, daß der zuerst kommende Schall, in der Regel also der direkte, für eine gewisse Zeit den Richtungseindruck festlegt und daß innerhalb eines Zeitraumes von etwa 30 bis 50 ms die Stärke der später kommenden Schallstrahlen sogar größer (bis zu 10 dB Pegelunterschied) als die des zuerst ankommenden Strahles sein kann, ohne daß eine Beeinträchtigung des Richtungseindrucks auftritt. Diese Erfahrungen legen nahe, der Messung der Richtungsdiffusität nicht einen stationären Schallvorgang, wie eben auseinandergesetzt, sondern einen Schallimpuls zugrunde zu legen und während seines Abklingens den zeitlichen Verlauf der Richtungsverteilung zu beobachten.

2. Meßverfahren

An die Impulsschallquelle werden für die Messung der Richtungsverteilung in Abhängigkeit von der Zeit folgende Ansprüche gestellt. Sie soll laufend in Zeitabständen von einigen Sekunden kurze Schallimpulse erzeugen, die energiereich sind und im mittleren Frequenzspektrum, z. B. in der Oktave 1,4 bis 2,8 kHz, ihren Hauptanteil an Energie besitzen. Die Schallabstrahlung muß kugelförmig sein. Da für jeden Meßplatz etwa 200 bis 400 Einzelmessungen erforderlich sind, muß die Schallquelle zeitlich sehr konstant sein. Alle diese Bedingungen erfüllt eine mechanische Schallquelle; in einem Rohr wird durch einen nach vorn schnellen Kolben das eingeschlossene Luftvolumen komprimiert, der dadurch entstehende Überdruck reißt in einen vor die Rohröffnung geschobenen und angedrückten Papierstreifen ein Loch. Die Konstruktion des Gerätes, das automatisch arbeitet, ist in der nachfolgenden Arbeit beschrieben. Um ganz sicher zu gehen, daß Intensitätsschwankungen der Impulse den Bezug der Meßwerte aufeinander nicht verfälschen, wurden alle Messungen auf die mittlere Intensität der zu einem Meßplatz gehörenden Schallimpulse bezogen; die Spitzenamplituden der einzelnen Impulse wurden während der Messungen auf einem Pegelschreiber zusätzlich registriert.

Zur Aufnahme des Schalles diente als Richtmikrophon ein elektrodynamisches Mikrophon im Brennpunkt eines Parabol-Spiegels, seine Richtungs-Halbwertbreite betrug $8,5^\circ$ bis 9° in der allein interessierenden Oktave von 1,4 bis 2,8 kHz (auf Energie bezogen). Das Mikrophon wurde nacheinander entsprechend dem eben angegebenen Winkelintervall in alle in Frage kommenden Richtungen eingestellt.

Um den apparativen und zeitlichen Aufwand in dem zu messenden Raum zu begrenzen, wurden alle Messungen, allerdings nur im Frequenzbereich 1,4 bis 2,8 kHz, auf Magnetophonband aufgezeichnet. Die Auswertungen erfolgten später im Laboratorium; hierbei wurde folgendermaßen vorgegangen. Das aufgenommene Band mit dem Frequenzbereich 1,4 bis 2,8 kHz wurde abgespielt und die „Schallenergie“ mit Hilfe eines Thermoelements und eines Fluxmeters gemessen. Mit einem elektronischen Zeitschalter konnten bestimmte Zeitintervalle aus dem Abklingvorgang herausgegriffen werden. Der Zeitschalter bestand aus zwei Flip-Flop-Kreisen und einem monostabilen Multivibrator und gestattete, gleichzeitig die Zeitintervalle 0 bis t und das Restintervall vom Zeitpunkt t bis zum Abschluß des Nachhallvorganges zu messen. Der Sendepuls war 0,3 ms lang, der Zeitpunkt t , bis zu dem oder von dem gemessen wurde, war im allgemeinen 50 ms nach Eintreffen des direkten Schalles, aber auch die Zeitintervalle 0 bis 10 ms, 0 bis 20 ms usw. konnten gemessen werden. Die Genauigkeit der Zeiteinstellung lag in der Größenordnung von 0,3 ms.

Um die genaue Ankunftszeit des direkten Schalles am Meßplatz festzulegen, wurde ein zweites Mikrophon in einer bestimmten Entfernung vom Meßplatz aufgestellt; aus dem hier ablaufenden Schallvorgang wurde nur die Terz 9 bis 11,2 kHz herausgefiltert und gleichzeitig auf das Magnetophonband gegeben. Die Aufzeichnung in diesem Terzbereich löste, gegebenenfalls unter Berücksichtigung der Laufzeitdifferenz zwischen den Orten des Meß- und des Kontrollmikrophons, bei den späteren Auswertungen den Zeitschalter aus.

3. Meßobjekte

Die im Abschnitt 2 beschriebenen Meßverfahren wurden unter anderem in zwei kürzlich fertiggestellten Opernhäusern eingesetzt, nämlich in Münster und in Düsseldorf; die Abb. 1 und 2 zeigen Ausschnitte aus dem Zuschauerraum dieser Theater. Während das Düsseldorf Theater praktisch in dem konventionellen Stil mit glatten Wand- und Deckenflächen ohne besondere schallstreuende Einbauten erstellt ist, sind die Umfassungsflächen des Theaters in Münster weitgehend „aufgelöst“. Halbzylinder bedecken die Wandflächen; hinter der aus ca. 1500

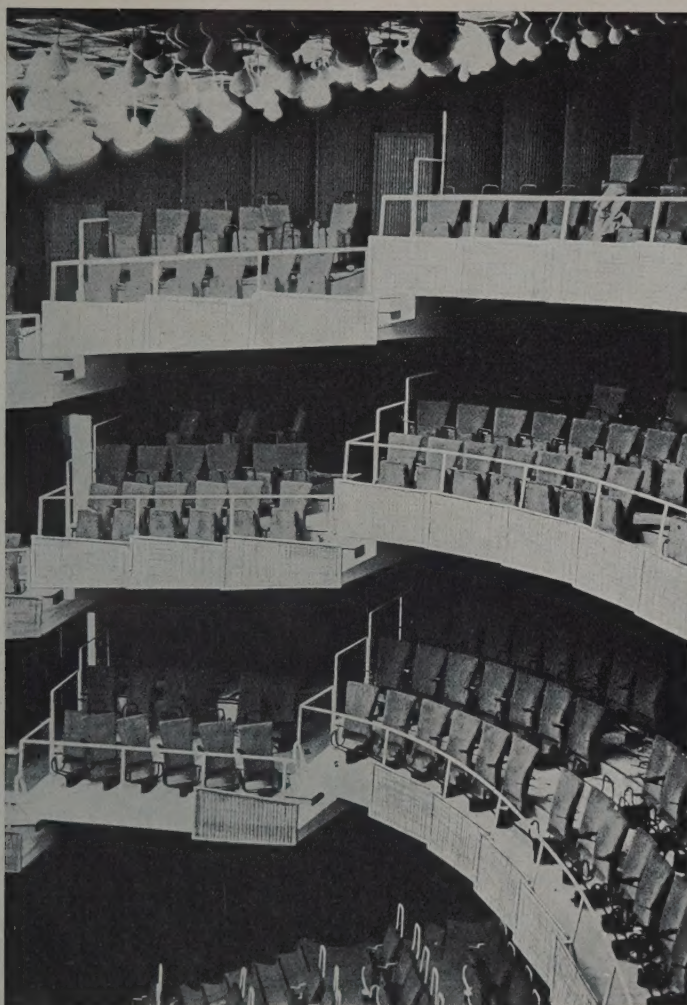


Abb. 1. Zuschauerraum des Stadttheaters Münster.

Lampen gebildeten schalldurchlässigen „Dekorationsdecke“ befinden sich zahlreiche schallstreuende Körper wie Kugelkalotten, ebene Flächen, Beleuchterbrücken, usw.

Bei beiden Theatern wurden vor dem Bau lichtoptische Modelle im Maßstab 1 : 50 hergestellt, um den geometrischen Strahlenverlauf zu kontrollieren. Die Abb. 3 und 4 zeigen von der Bühne her einen Blick in die beiden Zuschauerräume der Modelle bei Beleuchtung mit einer kleinen Lichtquelle auf der Bühne. Während man im Falle von Düsseldorf nur eine kleine Reihe von Bild-Licht-Quellen sieht, hat man im Falle der aufgelösten Flächen des Theaters in Münster eine unübersehbare Zahl von Lichtreflexen. Dementsprechend fällt natürlich die Gleichmäßigkeit der Beleuchtungsdichte im Parkett oder auf den Rängen aus. Die Beleuchtungsdichten kann man leicht photographisch festhalten. Abb. 5 gibt

hierfür ein Beispiel für das Modelltheater Münster. Auf die Parkettfläche wird Photopapier gelegt und eine gewisse Zeit mit einer kleinen allseitig strahlenden Lichtquelle auf der Bühne unter Abdeckung des direkten Lichtes belichtet. Die in Münster vorgesehenen streuend reflektierenden Einbauten konnten entfernt und durch glatte Flächen ersetzt werden. So zeigt die rechte Hälfte der Abb. 5 den Fall, in dem alle Wand- und Deckenflächen glatt sind. Natürlich sind die in den optischen Modellen gemachten Feststellungen nur für sehr hohe Schallfrequenzen einigermassen zutreffend.

Die Nachhallzeiten beider Theater sind praktisch gleich. Abb. 6 zeigt die gemessenen Kurven für die leeren Häuser.

Zu erwähnen ist noch, daß zwischen beiden Theatern ein wesentlicher Unterschied im Anstieg des Parkettes besteht; in Münster ist er erheblich größer.

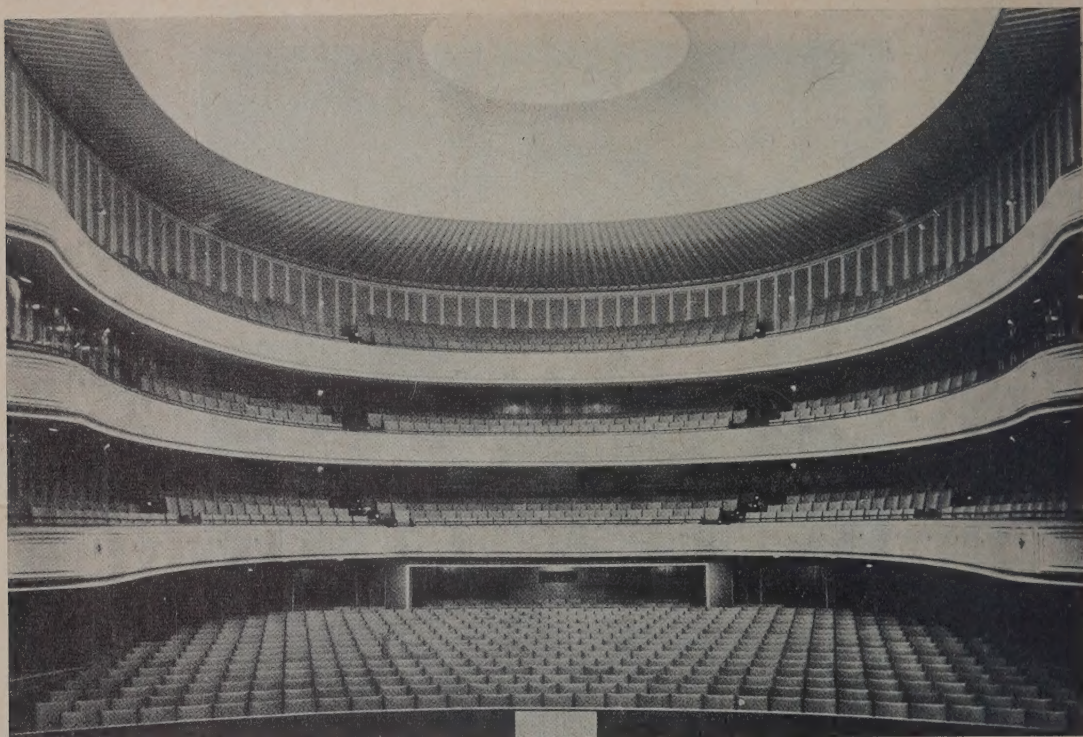


Abb. 2. Zuschauerraum des Opernhauses Düsseldorf.

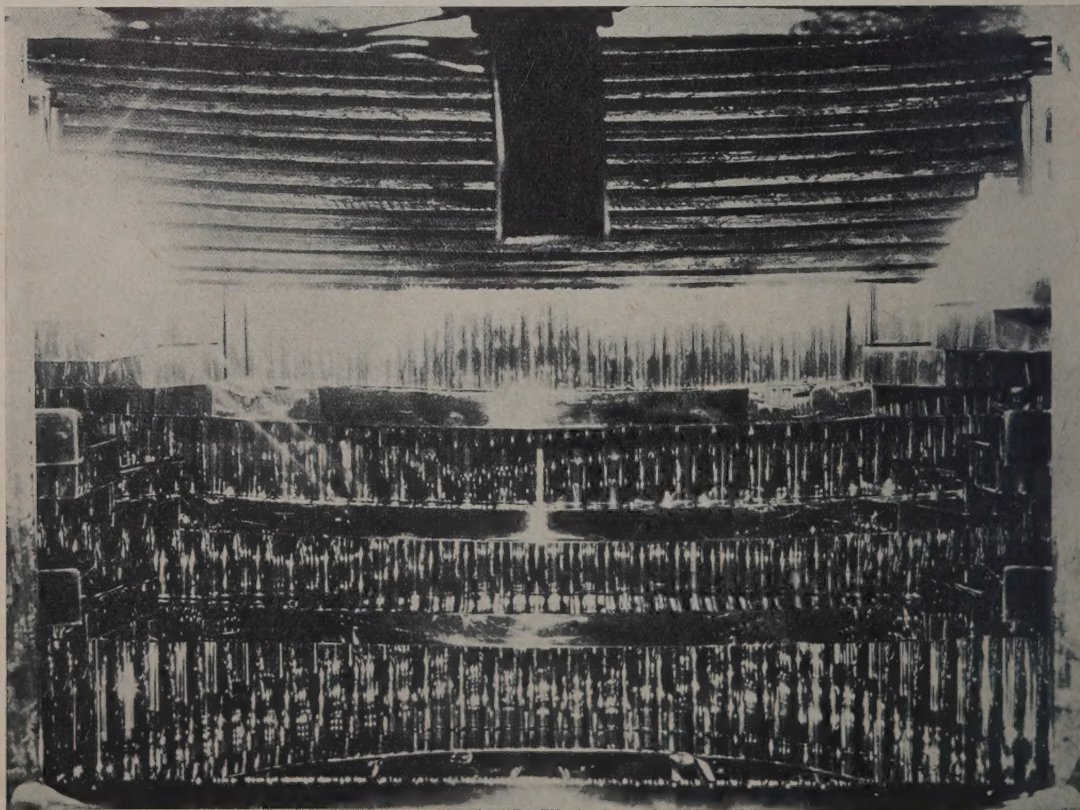


Abb. 3. Lichtoptisches Modell des Stadttheaters Münster.

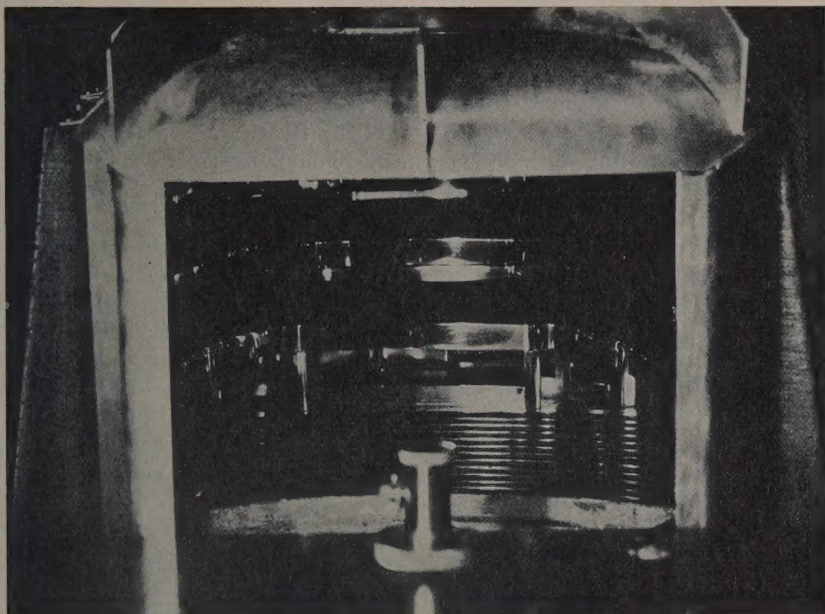


Abb. 4. Lichtoptisches Modell des Opernhauses Düsseldorf.

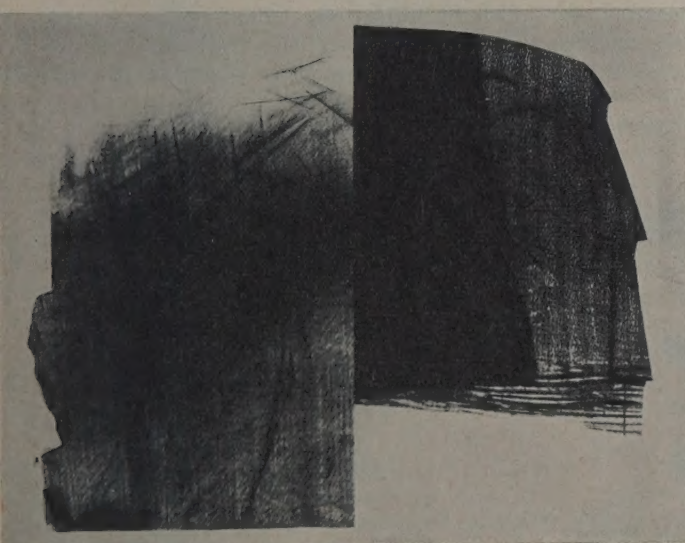


Abb. 5. Lichtverteilung im Parkett des Modelltheaters Münster. Linker Teil der Abbildung: Wände und Decken mit Streukörpern, rechter Teil: glatte Wand- und Deckenflächen.

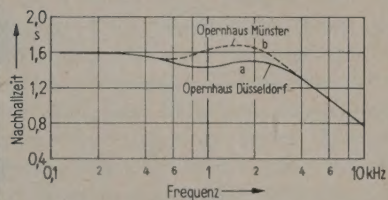


Abb. 6. Frequenzkurven der Nachhallzeit in den Theatern Münster und Düsseldorf (ohne Publikum).

4. Meßergebnisse

4.1. Darstellung der Schallrichtungsverteilung

Wie im Abschnitt 1 erwähnt, kann man die Schallrichtungsverteilung in folgender Weise anschaulich machen:

In eine Messingkugel von etwa 4 cm Durchmesser werden radial so viele Löcher gebohrt, wie Messungen in den verschiedenen Raumwinkeln gemacht sind. In diese Löcher lassen sich Messingstangen stecken, wobei deren Länge proportional dem be-

treffenden Energiewert ist. Der allen Messungen zugrunde gelegte Bezugswert, entsprechend der Energie des direkten Schalles für das Zeitintervall $\Delta T = 0 \dots \infty$ ms, hat die Länge von 250 mm. Der Raumwinkel je Stange ist gleich der Richtungs-Halbwertbreite des benutzten Richtmikrophons. Das bei dieser Darstellung entstehende Gebilde hat einige Ähnlichkeit mit einem Igel; um eine kurze Bezeichnung zu haben, wird deshalb im folgenden auch wieder der Ausdruck „Igeldarstellung“ bzw. „Igel“ verwendet.

Die Igel gestatten einen guten Vergleich der Schallrichtungsverteilung an verschiedenen Meßplätzen. Abbildungen der Igel können leider nur einen räumlich beschränkten Eindruck vermitteln; infolge der Zentralperspektive werden Längenverhältnisse nur für Objekte senkrecht zur Abbildungsrichtung wahrheitsgetreu wiedergegeben, alle übrigen Dimensionen erscheinen mehr oder weniger stark verzerrt. Dieser bei einer ebenen Abbildung prinzipiell nicht zu vermeidende Fehler muß bei den im folgenden diskutierten Igelaufnahmen berücksichtigt werden. Um einen möglichst hohen Grad von Anschaulichkeit zu erreichen, werden von jedem Igel jeweils zwei Ansichten gebracht, die eine senkrecht von oben und die andere von der Seite senkrecht zur Längsachse des betreffenden Raumes gesehen. Die Zeitintervalle, für die die Igel die Schallrichtungsverteilung angeben, sind am linken Rand der entsprechenden Abbildungen angegeben. Die Richtung auf die Schallquelle zu wird mit S bezeichnet.

Die Abb. 7 bis 11 zeigen Beispiele für „Schalligel“ im Opernhaus Düsseldorf (ohne Publikum). Die Meßplätze für die Abb. 7 bis 10 liegen sämtlich auf der Längsachse des Zuschauerraumes. Die Schallquelle befindet sich auf der Mitte der Bühne.

Die Abb. 7 zeigt die Richtungsverteilung auf dem Mittelplatz in der 1. Reihe des Parketts. Für die

ersten 50 ms ist charakteristisch, daß dieser Platz von rückwärts praktisch keine Schallenergie erhält, entsprechend der großen Laufzeitdifferenz zwischen Direktschall und rückwärtigen Reflexionen. Es fallen lediglich Rückwürfe von vorn seitlich und von oben ein. Einige Energiewerte sind sogar größer als der Wert des Direktschalles. Dabei handelt es sich um Reflexionen an der seitlichen und oberen Begrenzung der Vorderbühne. In dem „Restigel“ ($\Delta T = 50 \dots \infty$ ms) treten außer dem allgemeinen Nachhall noch die ersten Reflexionen auf, die gegenüber dem Direktschall einen um mindestens 17 m größeren Laufweg haben. Sie kommen von der Rückwand des Zuschauerraumes, speziell von den etwas fokussierend wirkenden Rangbrüstungen. Daß die oben erwähnten Deckenreflexionen auch noch hervortreten, liegt daran, daß ihre Laufzeitdifferenz knapp unter 50 ms liegt. Der Hauptteil fällt zwar in das Anfangszeitintervall, ein geringer Rest aber auch noch in die Zeit nach 50 ms. Anfangs- und Restigel zusammengesetzt, ergeben die Schallrichtungsverteilung für das gesamte Zeitintervall.

Die Abb. 8, für den Mittelplatz in der mittelsten Parkettreihe, zeigt ähnliche Eigenschaften wie der Platz in der 1. Reihe (Abb. 7). Unterschiedlich ist aber der weitaus größere Schallanteil, der von der Rückwand zurückgeworfen wird. Auch innerhalb der

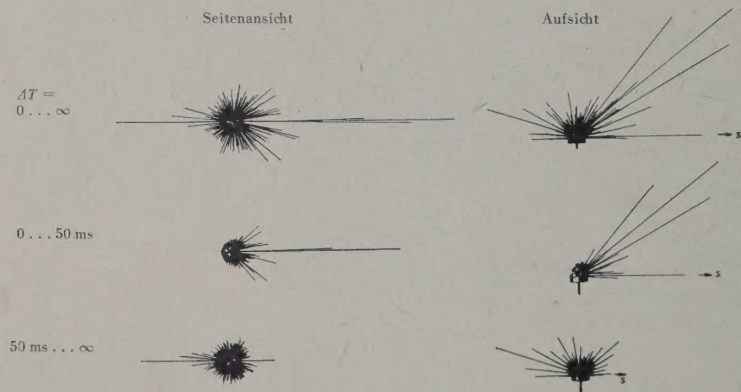


Abb. 7. Schallrichtungsverteilung im Opernhaus Düsseldorf: Parkett, 1. Reihe, Mitte (Schallquelle Bühnenmitte).

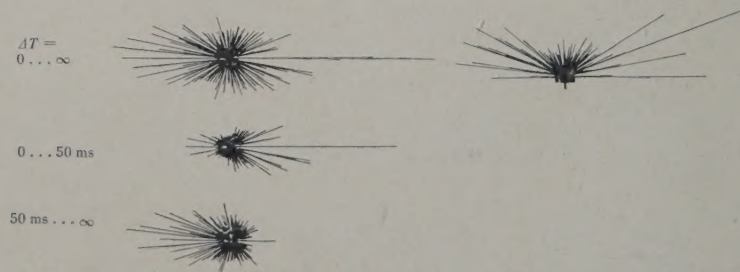


Abb. 8. Schallrichtungsverteilung im Opernhaus Düsseldorf: Parkett, Mittelreihe, Mitte (Schallquelle Bühnenmitte).

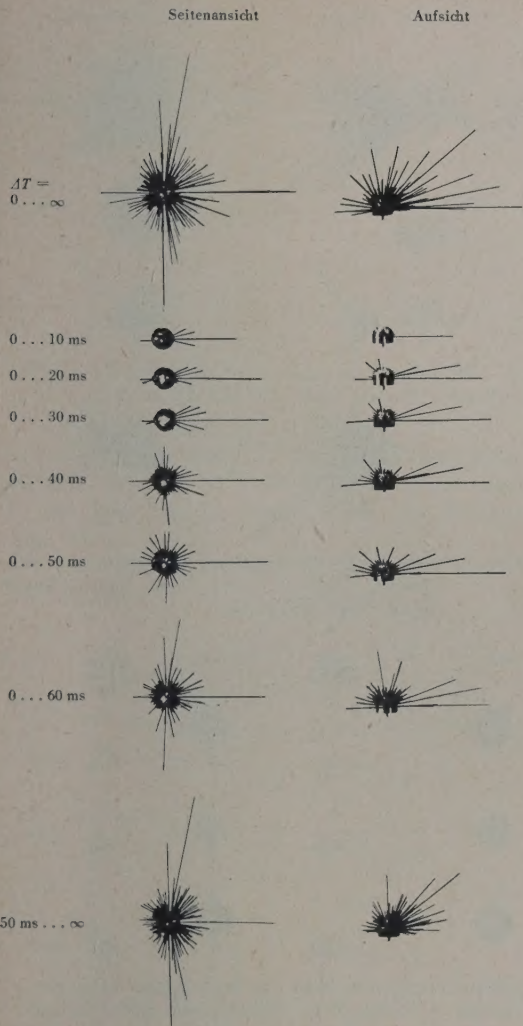


Abb. 9. Schallrichtungsverteilung im Opernhaus Düsseldorf: Parkett, letzte Reihe, Mitte (Schallquelle Bühnenmitte).

ersten 50 ms fallen aus diesen Richtungen bereits einige Rückwürfe ein, entsprechend der verkleinerten Laufzeitdifferenz. Auffällig ist ferner eine leichte Einschnürung des Gesamtigels. Von der Seite und von oben treten außer dem allgemeinen Nachhall keine besonderen Energieanteile hervor.

Starke Abweichungen im Aussehen der Igel zeigt Abb. 9 für den Mittelplatz in der letzten Parkettreihe. Bemerkenswert sind bei dem Gesamtigel die starken Reflexionen, die von den Seiten unter $\alpha = 30^\circ$ auftreten. Es sind erste Reflexionen an den

Seitenwänden bzw. Rangbrüstungen, deren leichte Krümmung eine Fokussierung in Richtung auf den Meßplatz bewirkt.

Für die Auswertungen an diesem Meßplatz wurde eine feinere Zeiteinteilung gewählt. Die Zeitintervalle nehmen um jeweils 10 ms zu. In dem Igel für $\Delta T = 0 \dots 60$ ms treten die Seitenreflexionen zum ersten Male auf. Im Restigel ($\Delta T = 50 \dots \infty$ ms) sind sie praktisch noch vollständig enthalten. Diese Rückwürfe sind gegenüber dem Direktschall also um knapp 60 ms verzögert. Die einzelnen Igel für zunehmende ΔT lassen deutlich den zeitlichen Aufbau des Schallfeldes erkennen. Im ersten Zeitintervall ist praktisch nur der Direktschall enthalten. Daß er nicht in derselben Größe auftritt wie im Gesamtigel, liegt daran, daß im Gesamtigel die Energie des Primärschalles und die in derselben Richtung einfallende Energie der Rückwürfe an der rückwärtigen Begrenzung des Bühnenhauses zu einem einzigen Wert zusammengefaßt sind. Der Anteil der Bühnenhausreflexionen ist im Restigel enthalten. Der Igel für die ersten 10 ms enthält noch keine Rückwandreflexionen. Diese treten erst zwischen 10 und 20 ms auf. Die Rückwand liegt rund 4 m hinter dem Meßplatz (hinter dem Parkett befindet sich in der Düsseldorfer Oper noch eine Parkettloge), daher die Laufzeitdifferenz von einigen 10 ms. Der unter $\alpha = 40^\circ$ von vorn einfallende starke Energieanteil ist eine Reflexion an der Proszeniumsdecke.

Die Abb. 10 zeigt die Richtungsverteilung für den Mittelplatz in der 1. Reihe des 2. Ranges. Auch bei dieser Messung stand die Schallquelle wieder auf der Bühnenmitte. Kennzeichnend für diese Igel ist das Fehlen starker rückwärtiger Reflexionen. Energieanteile aus rückwärtigen Richtungen können erst nach mehrmaligen Reflexionen an diesen Platz gelangen und treten dementsprechend spät und abgeschwächt auf. Auch an diesem Platz hebt sich eine starke Deckenreflexion innerhalb der ersten 50 ms

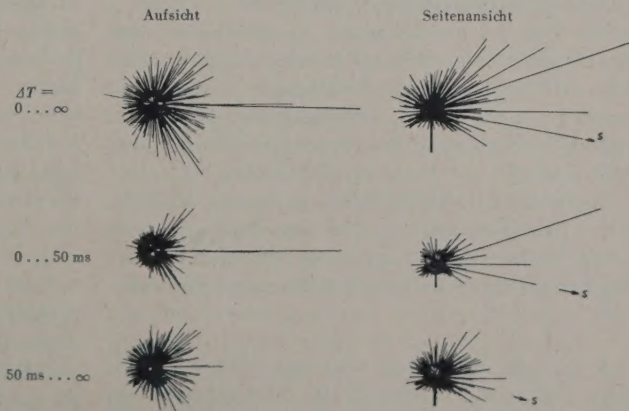


Abb. 10. Schallrichtungsverteilung im Opernhaus Düsseldorf: 2. Rang, 1. Reihe, Mitte (Schallquelle Bühnenmitte).

deutlich heraus. Die in den Aufsichten erkennbaren Seitenreflexionen rühren von Rückwürfen an den seitlichen Rangbrüstungen her. Bemerkenswert ist die Gleichmäßigkeit des Restigels, die bei keinem anderen Meßplatz dieses Theaters festgestellt wurde.

Es ist bekannt, daß vielfach der 2. Rang eines Theaters als akustisch besonders günstig empfunden wird. Die an diesem Platz auftretende Gleichmäßigkeit der Schallrichtungsverteilung nach 50 ms könnte eine Erklärung hierfür sein. In allen nicht zu großen Theatern wird man für diesen Platz mit großer Wahrscheinlichkeit dieselben Verhältnisse zu erwarten haben, denn die Mitte des 2. Ranges liegt räumlich so zur Schallquelle, daß erste Reflexionen, die den Hauptteil der Unregelmäßigkeiten liefern, in das 50-ms-Intervall fallen*.

Das letzte Beispiel aus dem Opernhaus Düsseldorf, Abb. 11, unterscheidet sich von den vorhergehenden durch eine andere Aufstellung der Schallquelle. Sie befand sich bei dieser Messung in der Orchestergrube und zwar am Platz der ersten Geigen, vom Meßplatz (Parkett, letzte Reihe, Mitte) aus gesehen also links der Bühnenmitte. Die Richtungen nach der Schallquelle und zur Bühnenmitte sind mit *S* und *B* bezeichnet. Die Schallquelle war für einen Beobachter am Meßplatz verdeckt; Direktschall trat also nicht auf. Der aus der Richtung der Schallquelle kommende Energiebeitrag kann deshalb in den Igel kaum hervortreten. Da die Wahl der Bezugsenergie unverändert beibehalten wurde, vergrößern sich alle Energiewerte relativ stark. Der Igel erscheint „aufgebläht“. Der „50-ms-Igel“ enthält einige sehr starke Rückwürfe. Es sind Reflexionen an der Rückwand der Orchestergrube bzw. an den Seitenwänden und Rangbrüstungen. Alle sonstigen Energieanteile haben größere Laufwege zurückzulegen und treten dementsprechend erst im „Restigel“ auf.

Die Abb. 12 bis 15 zeigen Igelaufnahmen aus dem Opernhaus in Münster (ohne Publikum). Für Abb. 12 bis 14 stand die Schallquelle auf der Bühnenmitte, und die Meßplätze lagen auf der Längsachse des Zuschauerraumes. Sie entsprechen also den Abb. 7 bis 9 vom Opernhaus Düsseldorf.

Für Abb. 12 ist der Meßplatz im Parkett, 1. Reihe, Mitte. Die Richtung zur Schallquelle liegt unter einem Winkel von 10° , gemessen zur Horizontalen. Die Energie des Direktschalles überwiegt alle ande-

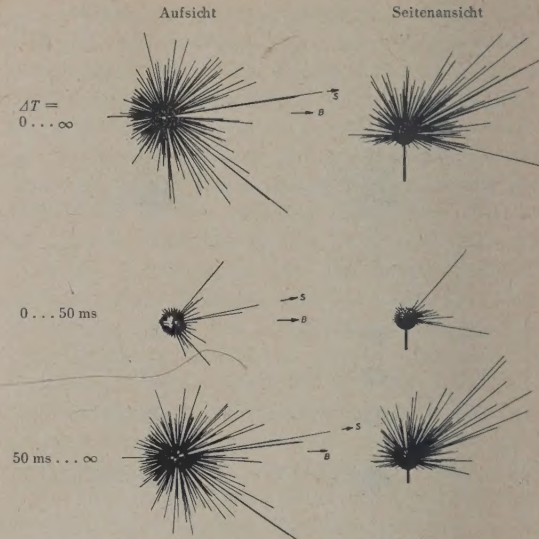


Abb. 11. Schallrichtungsverteilung im Opernhaus Düsseldorf: Parkett, letzte Reihe, Mitte (Schallquelle Orchestergrube).

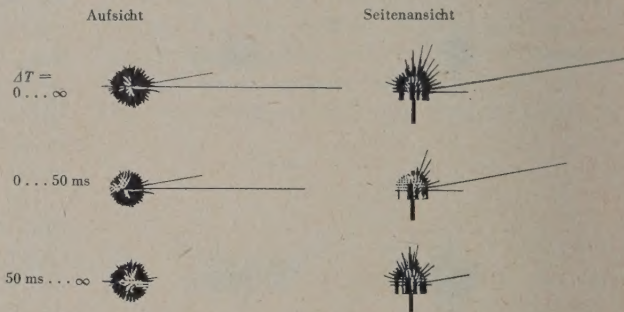


Abb. 12. Schallrichtungsverteilung im Stadttheater Münster: Parkett, 1. Reihe, Mitte (Schallquelle Bühnenmitte).

ren Energiebeiträge bei weitem, nennenswerte Reflexionen treten praktisch nicht auf. Der Gesamtigel ist, zumindest in der Aufsicht, praktisch völlig gleichmäßig. Lediglich in der Seitenansicht treten einige Reflexionen an der Decke über der Orchestergrube hervor. Sie sind aber weitaus kleiner als die entsprechenden Rückwürfe im Düsseldorfer Theater. Von den Seiten- und Rückwänden kommen überhaupt keine Rückwürfe. Es zeigt sich also, daß der bereits erwähnte Einbau schallstreuender Elemente die bei der Planung des Opernhauses gewünschten Verhältnisse liefert.

Noch mehr wirkt sich dieser Einbau für einen Meßplatz in der Mitte des Parketts (Abb. 13) aus. Außer dem Direktschall und einigen nicht sehr starken Reflexionen an der Decke des Zuschauerraumes, die in den ersten 50 ms einfallen, sind die Igel für die verschiedenen Zeitintervalle völlig gleichmäßig. Vorzugsrichtungen treten nicht auf. Wie zu erwar-

* SCHODDER [2] hebt in seiner Arbeit über die zeitliche Verteilung energiereicherer Schallrückwürfe in Sälen ausdrücklich die Besonderheiten im Aufbau des Schallfeldes für die Ränge eines Theaters bzw. Konzertsales hervor.

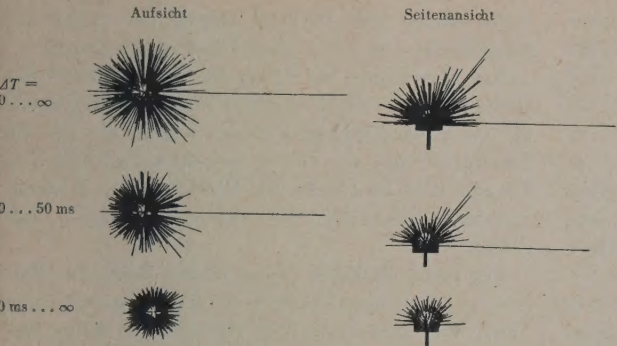


Abb. 13. Schallrichtungsverteilung im Stadttheater Münster: Parkett, Mittelreihe, Mitte (Schallquelle Bühnenmitte).

ten, erhält dieser Meßplatz aus allen Raumrichtungen mehr Energie im Verhältnis zum Direktschall als der Platz in der ersten Reihe des Parketts (Abb. 12).

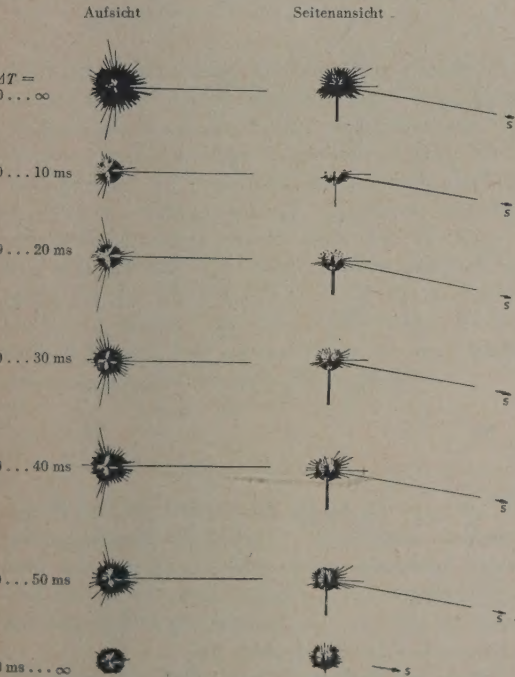


Abb. 14. Schallrichtungsverteilung im Stadttheater Münster: Parkett, letzte Reihe, Mitte (Schallquelle Bühnenmitte).

Die Messung auf dem Mittelplatz in der letzten Parkettreihe wurde wieder mit feinerer Zeitunterteilung ausgewertet. Das Ergebnis, Abb. 14, zeigt, daß der hier schräg von unten einfallende Direktschall bei weitem überwiegt (das Parkett steigt im Münsterschen Theater ziemlich steil nach hinten an). Die Deckenreflexionen heben sich auch hier leicht

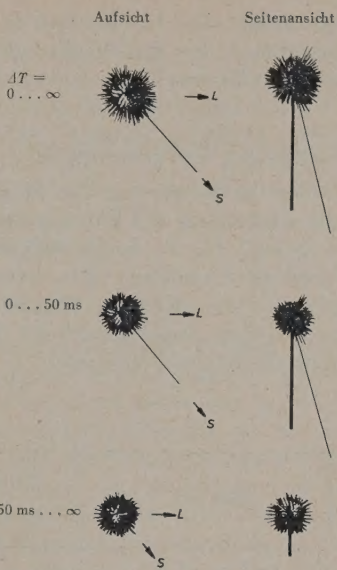


Abb. 15. Schallrichtungsverteilung im Stadttheater Münster: 2. Rang, 1. Reihe, Seite (Schallquelle Orchestergrube).

hervor. Neu ist das Auftreten verhältnismäßig starker Rückwürfe von schräg hinten. Die Rückwand, direkt hinter der letzten Sitzreihe, ist leicht gekrümmt; in ihrem unteren Teil enthält sie nicht die als Diffusoren wirkenden Halbzylinder, stattdessen sind über die ganze untere Rückwand verteilt eine größere Anzahl Glasfenster angebracht. Sie stoßen winklig (zickzackförmig) aneinander. Hinter ihnen befinden sich Beleuchter- und Regieanweisungsräume. Diese Fenster bewirken die im Zeitintervall $\Delta T = 0 \dots 20$ ms beobachteten Rückwürfe. Auch hier tritt wieder, speziell im Restigel ($\Delta T = 50 \dots \infty$ ms), die für das Münstersche Theater charakteristische Gleichmäßigkeit in der Richtungsverteilung der Schallenergie auf.

Besonders ausgeprägt zeigt sich diese Eigenschaft auch in der Abb. 15. Der Meßplatz war im 2. Rang in der 1. Reihe ganz links an der Seite. Die Schallquelle stand in der Orchestergrube am Platz der ersten Geigen. Da im 2. Rang ein seitlich gelegener Platz gewählt worden war, konnte auch in diesem Falle Direktschall auftreten. (S bezeichnet wieder die Richtung auf die Schallquelle, L eine zur Längsachse des Zuschauerraumes parallele Richtung.) Der Primärschall tritt stark hervor, außerdem zeigen sich in den ersten 50 ms in der Seitenansicht einige, allerdings recht schwache Deckenreflexionen. Der Restigel erscheint wieder als quasikugelförmig.

Bei allen Beispielen für die Oper in Münster sind die Energieanteile, die nach den ersten 50 ms nach Eintreffen des Direktschalles am Meßplatz aus allen Raumrichtungen einfallen, sehr gering. Die Rest-

igel sind „klein“. Die Ursache liegt in der starken „Durchmischung“ des Schallfeldes auf Grund der eingebauten Diffusoren.

4.2. Messung der Richtungsdiffusität

Einleitend ist bereits auf die Möglichkeit hingewiesen worden, aus der Richtungsverteilung eine einzige Meßzahl für die Gleichmäßigkeit der Richtungsverteilung herzuleiten. Man kann dieses ursprünglich für die stationäre Schallanregung entwickelte Verfahren natürlich auch auf die Schalligel bei der Impulsanregung übertragen.

ersten Reihe des Parketts wegen der Nähe der Schallquelle und der großen Laufzeitdifferenzen.

Aus Messungen, bei denen die Schallquelle in der Orchestergrube stand, ergeben sich Diffusitätswerte, die im allgemeinen über denen liegen, die für die Schallquelle auf der Bühne gewonnen wurden. Die Ursache liegt im Fehlen des Direktschalles. Dementsprechend erscheinen die zugehörigen Igel „aufgebläht“.

Für einen Meßplatz in der letzten Reihe des Parketts war in beiden Theatern die Richtungsverteilung feiner ausgemessen worden (bei auf der Bühne stehender Schallquelle), nämlich für die Zeitintervalle

Tabelle I

Ort der Schallquelle	Meßplatz	Opernhaus Düsseldorf			Opernhaus Münster		
		0...∞	0...50 ms	50 ms...∞	0...∞	0...50 ms	50 ms...∞
Bühnenmitte	Parkett 1. Reihe Mitte	64	23	75	57	26	63
	Parkett mittlere Reihe Mitte	63	34	62	86	81	84
	Parkett letzte Reihe Mitte	71	56	70	74	62	72
	2. Rang 1. Reihe Mitte	69	57	72			
Orchestergrube	Parkett letzte Reihe Mitte	72	28	75	76	72	74
	2. Rang 1. Reihe Seite	80	67	83	85	75	80

In der Tabelle I sind die berechneten Werte der Richtungsdiffusität für verschiedene Meßplätze in den beiden Theatern Düsseldorf und Münster zusammengestellt, und zwar für die Zeitintervalle $\Delta T = 0 \dots \infty$, $0 \dots 50 \text{ ms}$ und $50 \text{ ms} \dots \infty$. Wie die Igeldarstellungen schon erwarten ließen, liegen die Diffusitätswerte für das Düsseldorfer Theater unter denen für Münster. Die Ausnahme, Parkett, 1. Reihe, Mitte, ist so zu erklären, daß auf Grund der starken schallstreuenden Wirkung sämtlicher Raumbegrenzungsflächen im Opernhaus Münster dieser Platz schlecht mit Energie aus den Rückwürfen versorgt wird. Hinzu kommt die Nähe der Schallquelle, die den Direktschall stärker als an anderen Plätzen hervortreten läßt. Für beide Opernhäuser und für alle Meßplätze liegen die Diffusitätswerte für das 50-ms-Intervall zum Teil erheblich unter denen für das Gesamtzeitintervall, besonders für Plätze in der

$\Delta T = 0 \dots t$, mit $t = 10, 20, 30, 40, 50$ und 60 ms . Für diese Zeitintervalle wurden die Richtungsdiffusitäten berechnet und in Abb. 16 (Kurven b) über den jeweiligen Zeiten t aufgetragen; die für die Zeitintervalle $\Delta T = t \dots \infty$ berechneten Diffusitätswerte ergeben die Kurven a in Abb. 16.

Die zu den Anfangszeitintervallen gehörigen Diffusitäten (Kurven b) bilden für beide Theater ansteigende Kurven, die sich für wachsende t schließlich einem Grenzwert nähern müssen, nämlich der Diffusität für $\Delta T = 0 \dots \infty$. Dieser ist für Düsseldorf 71% und für Münster 74%. Die Kurve für das Düsseldorfer Opernhaus enthält einige scharfe Knicke, bedingt durch das Eintreffen neuer Rückwürfe in den den Knickstellen folgenden Zeitintervallen. Die Kurve für die Oper in Münster verläuft dagegen glatter. Die entsprechenden Igelbilder zeigen im wesentlichen auch nur ein allmähliches Anwachsen der

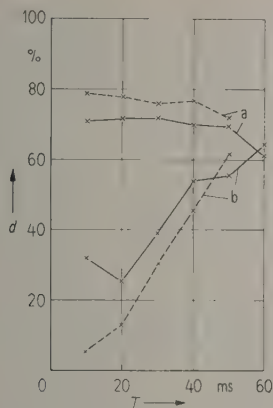


Abb. 16. Verlauf der Richtungsdiffusität d in % für die Theater in Düsseldorf (—) und Münster (---).
Kurven a: $\Delta T = t \text{ ms} \dots \infty$,
Kurven b: $\Delta T = 0 \text{ ms} \dots t$.
Meßplatz: Parkett, letzte Reihe, Mitte
(Schallquelle: Bühnenmitte).

gesamten einfallenden Energie. Die Ursache liegt wieder in der Vermeidung diskreter energiereicher Reflexionen durch den Einbau schallstreuender Elemente. Die hieraus sich ergebende größere Gleichmäßigkeit in der Schallrichtungsverteilung im Theater Münster bedingt auch ein schnelleres Anwachsen der Diffusitätswerte mit der Zeit, d. h. die Kurve b für Münster hat eine etwas größere mittlere Steigung als die für Düsseldorf. Daß die Diffusitätswerte von Münster für kleine t unter denen für Düsseldorf liegen, hat seinen Grund in dem starken Überwiegen des Primärschalles in Münster.

Die Kurven a für $\Delta T = t \dots \infty$ müssen mit den Diffusitätswerten für $\Delta T = 0 \dots \infty$ starten, d. h. die Kurve für Münster bei 74% und die für Düsseldorf bei 71%. Während die ausgezogene Kurve (Düsseldorf) für kleine t praktisch geradlinig verläuft und dann langsam abfällt, steigt die gestrichelte Kurve (Münster) zunächst zu etwas höheren Werten an und fällt dann erst ab. Für große t müssen beide Kurven gegen Null gehen.

4.3. 50-ms-Energie-Anteil

In den neueren Göttinger Arbeiten wurde zur Kennzeichnung der Schallvorgänge an den verschiedenen Plätzen in einem Raum und zur Ergänzung des Begriffes Richtungsdiffusität als ein weiteres Charakteristikum die Messung desjenigen Energieanteils vorgeschlagen, der bei Erregung des Raumes mit Impulsen innerhalb der ersten 50 ms nach Ankunft des direkten Schalles eintrifft [1].

Aus den in Münster und Düsseldorf gemessenen Schallrichtungsverteilungen lassen sich durch Summierung der entsprechenden Energieanteile über alle Richtungen die „50-ms-Energie“-Werte bilden. Tabelle II stellt die erhaltenen Werte zusammen, und zwar sind auf die Gesamtenergie des Impulses bezogen die Energieanteile für die Zeitintervalle von 0...50 ms und zusätzlich noch die Werte von 50 ms bis zum Schluß des Impulses angegeben. Der Energieanteil für das Anfangszeitintervall ist im Opernhaus Münster bedeutend größer als in Düsseldorf.

Für zwei entsprechende Plätze in den Theatern Münster und Düsseldorf sind die Energieanteile noch in Abhängigkeit von der Zeit bestimmt worden (Abb. 17).

Tabelle II

Ort der Schallquelle	Meßplatz	Opernhaus Düsseldorf		Opernhaus Münster	
		0...50 ms	50 ms... ∞	0...50 ms	50 ms... ∞
Bühnenmitte	Parkett 1. Reihe Mitte	38	62	45	55
	Parkett mittlere Reihe Mitte	40	60	63	37
	Parkett letzte Reihe Mitte	31	69	65	35
	2. Rang 1. Reihe, Mitte	36	64		
Orchestergrube	Parkett letzte Reihe Mitte	12	88	42	58
	2. Rang 1. Reihe Seite	29	71	47	53

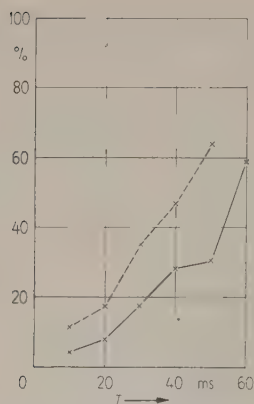


Abb. 17. Kurven der Energieanteile für zunehmende Zeitintervalle; ——— Düsseldorf, --- Münster. Meßplatz: Parkett, letzte Reihe, Mitte (Schallquelle: Bühnenmitte).

Diese Ergebnisse zeigen, daß man durch Einbau von schallstreuenden Objekten wie in Münster sowohl die Richtungsdiffusität als auch die 50-ms-Energie erhöhen kann. In gewissem Grade sind also beide Meßwerte unabhängig voneinander.

5. Schlußbemerkung

Die vorstehenden Untersuchungen sind eine Fortführung der Göttinger Arbeiten zur Schallrichtungsverteilung. Bewußt wurden nur die physikalischen Meßergebnisse dargestellt und ihre Interpretation in bezug auf die Frage „gute oder schlechte Hörsamkeit“ weitgehend vermieden. Es wird noch zahlreicher Untersuchungen bedürfen, um über den subjektiven Einfluß der Richtungsdiffusität ein klares Bild zu gewinnen.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft und dem Nordwestdeutschen Rundfunk (i. L.) haben wir für zur Verfügung gestellte Sachmittel zu danken.

(Eingegangen am 15. März 1957.)

Schrifttum

- [1] THIELE, R., Richtungsverteilungen und Zeitfolge der Schallrückwürfe in Räumen. *Acustica* **3** [1953], 291.
MEYER, E. und THIELE, R., Raumakustische Untersuchungen in zahlreichen Konzertsälen und Rundfunkstudios unter Anwendung neuerer Meßverfahren. *Acustica* **6** [1956], 425.
- [2] SCHODDER, G. R., Über die Verteilung energiereicher Schallrückwürfe in Sälen. *Acustica* **6** [1956], 445.

EINE SCHALLQUELLE ZUR ERZEUGUNG KURZZEITIGER IMPULSE

von W. BURGTORF

III. Physikalisches Institut der Universität Göttingen

Zusammenfassung

Es wird eine mechanisch arbeitende Schallquelle beschrieben, die kurzzeitige, energiereiche und reproduzierbare Schallimpulse praktisch kugelförmig abstrahlt.

Summary

An apparatus that produces short and reproducible sound pulses by purely mechanical means is described. It acts as a point source of high energy.

Sommaire

On décrit une source sonore de type mécanique qui émet suivant une caractéristique pratiquement sphérique des impulsions sonores brèves, de grande énergie et bien reproductibles.

Einleitung

Für spezielle raumakustische Messungen werden Schallquellen benötigt, die bei automatischer Arbeitsweise kurzzeitige und energiereiche Schallimpulse reproduzierbar abstrahlen und eine kugelförmige Richtcharakteristik besitzen.

Schallquellen, die Impulse liefern, sind bekannt [1], [2]. Sie erfüllen aber die oben genannten Bedingungen nur zum Teil. Beim Funkenknall ist es ohne größeren Aufwand nicht möglich, kleine Knallfolgezeiten zu erreichen. Die Erzeugung definierter und reproduzierbarer Schallimpulse bereitet ebenfalls einige Schwierigkeiten. Außerdem ist es nicht angenehm, mit einer Hochspannung von ca. 10 kV zu arbeiten. Eine Knallpistole (etwa nach FLOBERT) liefert zwar definierte und reproduzierbare Schallimpulse, ist aber für automatischen Dauerbetrieb nicht geeignet.

NIESE [3] benutzt zur Erzeugung von Schallimpulsen Lautsprecher, auf die kurze elektrische Impulse gegeben werden. Diese Schallquelle besitzt eine nur angenähert kugelförmige Richtcharakteristik. Die spektrale Energieverteilung der Schallimpulse läßt sich durch elektrische Schaltelemente innerhalb weiterer Grenzen variieren. Die Knalle sind sehr lautstark. Über ihre Reproduzierbarkeit werden keine näheren Angaben gemacht; sie wird wahrscheinlich gut sein. Der Hauptnachteil dieser Art der Impulserzeugung liegt in der relativ großen Länge der Schallimpulse. Sie liegt nach Niese in der Größenordnung von 5 bis 6 ms.

Im folgenden soll nun eine Schallquelle beschrieben werden, die die eingangs geforderten Eigenschaften weitgehend besitzt.

1. Arbeitsweise der Schallquelle

Die Arbeitsweise der Schallquelle ist äußerst einfach. Im Prinzip gleicht sie dem Zusammenschlagen einer aufgeblasenen Papiertüte. Eine kleine Knallpistole, ein einfaches Kinderspielzeug, diente als Vorlage.

In einem Rohr von 16 mm lichter Weite wird durch Motorkraft ein Kolben zurückgezogen (Maximalhub 41 mm) und drückt dabei eine starke Spiralfeder zusammen. Das Rohr wird durch einen an die Öffnung gedrückten ca. 2 cm breiten Papierstreifen fest verschlossen. In der Stellung des Maximalhubes wird der Kolben plötzlich freigegeben und schnell durch die Federkraft angetrieben nach vorn. Er komprimiert dabei das in dem Rohr befindliche abgeschlossene Luftvolumen. Der Überdruck erreicht schließlich einen so großen Wert, daß er das Papier zerreißt. Der gleiche Vorgang beginnt dann wieder von vorn.

Abb. 1 zeigt den Knallapparat (vordere und linke Seitenwand abgenommen). Das links stehende Gehäuse enthält den Elektromotor zum Antrieb. Mittels eines eingebauten Zahnradgetriebes lassen sich Knallfolgezeiten von 3, 6, 15 und 30 s einstellen. Die Länge der benutzten Papierrollen reicht aus, um etwa 1000 Knalle zu erzeugen.

Um Nebengeräusche abzdämpfen (Motor, Getriebe), wurde die Knallmaschine für die Messungen mit Schallschluckstoff (Sillanplatten) abgedeckt (siehe Abb. 2).

Zur näheren Untersuchung des Vorganges bei der Erzeugung der Schallimpulse wurde der zeitliche Verlauf der Vorwärtsbewegung des Kolbens gemessen. Ein an der Kolbenstange angebrachter ver-

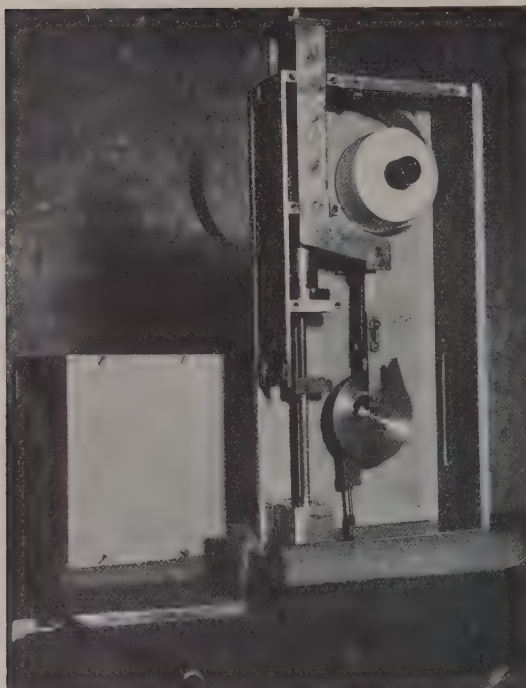


Abb. 1. Ansicht der geöffneten Schallquelle.

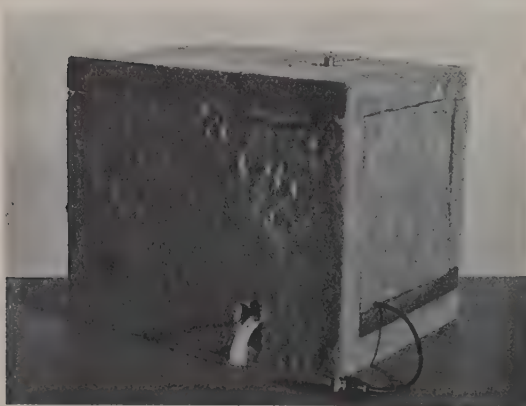


Abb. 2. Ansicht der Schallquelle in betriebsbereitem Zustand.

schiebbarer Kontaktschalter öffnete sich bei der Vorwärtsbewegung des Kolbens in einer bestimmten Kolbenstellung. Dadurch wurde eine definierte Meßfrequenz an den Eingang eines elektronischen Zählers gelegt. Die Stellung des Kolbens im Augenblick der Schalteröffnung wurde gemessen. Ein schmaler Leitsilberstrich auf dem Papierstreifen vor der Rohröffnung bildete den Sperrschalter für den Zähler. Im Augenblick des Papierdurchschlages wurde der Leitsilberstrich unterbrochen und damit der Zähler abgeschaltet. Abb. 3 zeigt die Laufzeit des Kolbens

als Funktion der Entfernung des Kolbens vom Maximalhub. Nach anfänglicher Beschleunigung (zunehmende Steigung im unteren Kurventeil) bewegt sich der Kolben mit konstanter Geschwindigkeit nach vorn (geradliniges Kurvenstück). Die zunehmende Steigung im letzten Teil der Kurve zeigt eine erneute Beschleunigung des Kolbens. Bei ungehemmter Bewegung müßte der Kolben sich über die ganze Laufstrecke hinweg beschleunigt bewegen. Der Kolben muß aber gegen den Widerstand des eingeschlossenen Luftpolsters anlaufen. Im geradlinigen Teil der Kurve findet also die Kompression statt. Mit Hilfe des Boyle-Mariotteschen Gesetzes $V \cdot p = \text{const}$ läßt sich aus Abb. 3 entnehmen, daß kurz vor dem Papierdurchschlag im Innern des Rohres ein Druck von ca. 3,5 at herrscht. Nach dem Papierdurchschlag steigt die Geschwindigkeit wieder an, da jetzt das die Bewegung hemmende Luftpolster fehlt. Die Laufzeit des Kolbens vom Papierdurchschlag bis zum Endanschlag liegt in der Größenordnung von 0,8 ms.

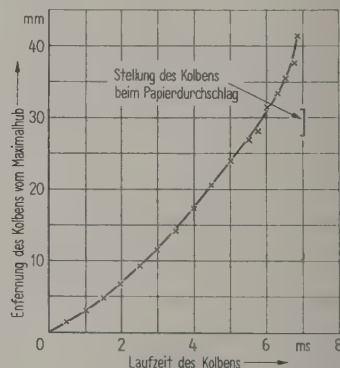


Abb. 3. Bewegungsverlauf des Kolbens.

2. Zeitlicher Verlauf und Spektrum der Impulse

Zur Untersuchung des zeitlichen Verlaufes der Impulse und ihres Spektrums wurden im reflexionsfreien Raum zahlreiche Magnetophonbandaufnahmen von den Impulsen gemacht. Beim Abspielen von endlosen Bandschleifen wurden die Oszillogramme photographiert. Die Auslenkung des Elektronenstrahles war linear und dem Schalldruck proportional. Die Abb. 4 zeigt drei Schirmbildaufnahmen, die in einem Abstand von 6 m von der Schallquelle und unter Winkeln α von 0° , 50° und 80° aufgenommen worden sind. (α ist der Winkel zwischen der Längsachse des Rohres der Schallquelle und der Verbindungslinie Rohröffnung – Mikrophon.) Für die Aufnahmen wurde ein hochwertiges elektrodynamisches Mikrophon benutzt. Abb. 5 enthält die Umhüllenden der zugehörigen Frequenzspektren (aufgenommen mit einem Hochtonanalysator von 20 Hz Bandbreite).

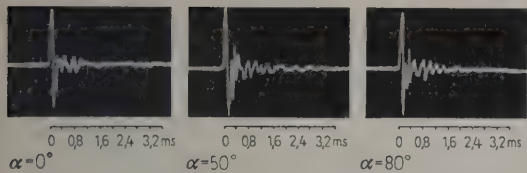


Abb. 4. Zeitlicher Verlauf der Schallimpulse (Bedeutung von α siehe Text).

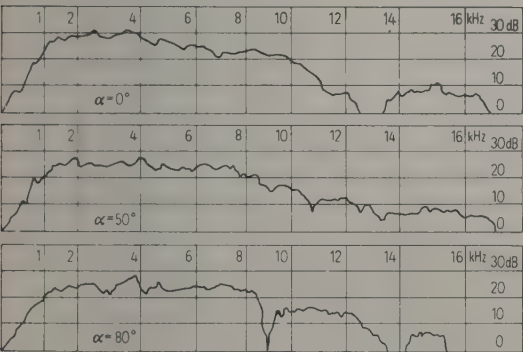


Abb. 5. Umhüllende der Frequenzspektren für verschiedene Winkel.

Aus den Oszillogrammen ergibt sich die Länge des Hauptimpulses zu etwa 250 μ s. Die dieser Zeit entsprechende Frequenz von 4 kHz tritt in den Spektren als Schwerpunktsfrequenz hervor. Für die hohen Frequenzen zeigen die Spektren starke Abweichungen voneinander. Der Durchmesser der abstrahlenden Öffnung ist für diesen Frequenzbereich nicht mehr klein zur Wellenlänge, d. h., diese Frequenzen werden nicht mehr kugelförmig abgestrahlt.

In den Spektren treten außer der Schwerpunktsfrequenz etliche zum Teil an verschiedenen Stellen liegende Resonanzen und Einbrüche auf. Ein noch vor dem Papierstreifen angebrachtes Rohrstück von 17 mm Länge wirkt zusammen mit dem Rohrstück zwischen Kolbenvorderseite und Papierstreifen als $\lambda/4$ -Resonator. Seine Gesamtlänge ist 29 mm. Die Resonanzstellen liegen dementsprechend bei 2,9; 8,7; 14,5 kHz usw. Während der Abstrahlung des Schallimpulses bewegt der Kolben sich weiter nach vorn. Dadurch tritt eine Art Frequenzmodulation auf. Am Ende der Kolbenbewegung ist die Resonatorlänge nur noch 17 mm. Die zugehörigen Resonanzstellen liegen bei 5, 15 kHz usw. Einige der eben angegebenen Resonanzen lassen sich in den Spektren erkennen.

In den Oszillogrammen fällt auf, daß dem eigentlichen Ausgleichsvorgang noch mehrere Schwingungen folgen. Diese haben nichts mit der von der Schallquelle ausgehenden Knallwelle zu tun, sondern beruhen auf Unzulänglichkeiten der Aufnahmeapparatur. Bei Verwendung eines sehr hoch abgestimmten Kondensatormikrophons in RC-Schaltung wurde

ein Oszillogramm beobachtet, das nahezu dem theoretisch bei einem Ausgleichsvorgang dieser Art zu erwartenden glich. In der der Überdruckphase folgenden Unterdruckphase findet der allmähliche Druckausgleich statt. Es zeigte sich kein Überspringen über die Nulllinie mehr.

3. Reproduzierbarkeit der Schallimpulse

Die Schallquelle wurde wiederum im reflexionsfreien Raum aufgestellt. Die relative maximale Schalldruckamplitude pro Oktave wurde auf einem Oszillographen ausgemessen. Abb. 6 zeigt die Ergebnisse. Es wurden zahlreiche Impulse ausgemessen. Jedem von ihnen ist in der Abbildung eine vertikale Linie zugeordnet. Deren Längen — im dB-Maßstab — geben die maximalen Druckamplituden der Impulse an, bezogen auf die bei durchgeschaltetem Filter gemessene Maximalamplitude. In allen Frequenzgebieten liegen die Abweichungen der Druckamplituden vom Mittelwert unter 0,5 dB (unter Ausnahme der obersten Oktave). Die Bedingung der Reproduzierbarkeit der einzelnen Schallimpulse ist bei dieser Schallquelle also recht gut erfüllt.

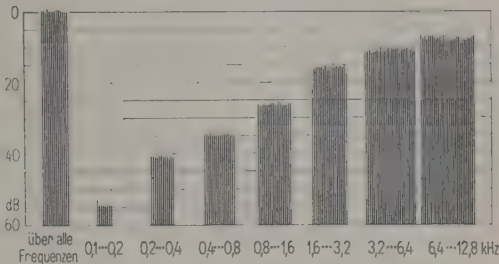


Abb. 6. Maximale Druckamplitude pro Oktave bezogen auf maximale Amplitude gemessen über alle Frequenzen (für viele Knalle).

4. Absoluter Spitzenschalldruck der Impulse

Zur Messung des absoluten Spitzenschalldruckes der Impulse wurde ein Schalldruckmesser verwendet. Der Knall wurde mit dem Mikrophon des Schalldruckmessers aufgenommen (im reflexionsfreien Raum) und die Spitzenamplitude auf einem Oszillographen ausgemessen. Sodann wurde dasselbe Mikrophon vor einen Lautsprecher gestellt und die Höhe der Amplitude eines von diesem abgestrahlten Sinus-Tones gleich der zuvor ausgemessenen Knallamplitude eingeregelt. Der dem Sinus-Ton zugeordnete Schalldruck wurde gemessen und ist ein Maß für den Spitzendruck der Impulse. In Tab. I sind die Spitzendrücke für verschiedene Winkel α und für verschiedene Abstände von der Schallquelle angegeben. Die bei gleichem Abstand aber unter verschie-

denen Winkeln gemessenen Drucke zeigen nur geringe Abweichungen voneinander. Sie liegen überdies bereits in der Größenordnung der Meßungenauigkeit. Die Schallquelle strahlt also gleichmäßig ab: Das für eine Kugelwelle geltende Abstandsgesetz (der Schalldruck nimmt proportional $1/r$ ab) ließ sich recht gut bestätigen. Bei einer Abstandsänderung von 1:10 wurde eine Druckänderung von 22 dB gemessen.

Tabelle I

Abstand Rohröffnung – Mikrophon	Winkel α zwischen Rohrlängsachse und Verbindungsline Rohröffnung – Mikrophon	Schalldruck
m		dB über $2 \cdot 10^{-4}$ dyn/cm ²
5,60	0°	128
	15°	129
	80°	128,5
1	80°	144
10		122

5. Qualitative Energiebetrachtung

An die gemessenen Spitzenschalldruckwerte läßt sich eine qualitative Betrachtung über die Energieverhältnisse des Knalles anschließen. Um die von der Schallquelle gelieferte Schallenergie zu erhalten, müßte man den Verlauf des quadrierten Schalldruckes von $t=0$ bis $t=\infty$ integrieren.

Dieser werde stark vereinfacht als Dreieckskurve angenommen. Dreieckshöhe ist der gemessene Spitzenschalldruck ins Quadrat. Die Basis des Dreiecks, die zeitliche Länge des Schallvorganges, wird mit 0,4 ms angenommen. $P/\rho c^2$ ist die je Sekunde durch die Flächeneinheit strömende Energie, $4\pi r^2$ die Gesamtfläche. Mit $P=200$ dyn/cm² und $r=10^3$ cm erhält man als Energieinhalt des Schallimpulses einen Wert von $E=0,25$ Ws. Für die Leistung des Schallsenders ergeben sich demnach etwa 600 W.

Herrn Prof. Dr. E. MEYER danke ich für die Anregung zu dieser Arbeit sowie für sein stets förderndes Interesse und zahlreiche wertvolle Ratschläge.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft und dem Nordwestdeutschen Rundfunk (i. L.) habe ich für zur Verfügung gestellte Sachmittel zu danken.

(Eingegangen am 15. März 1957.)

Schrifttum

- [1] CREMER, L., Über das Ersatzschema eines Kugelnalles. Akust. Z. 5 [1940], 46.
- [2] WEBER, W., Das Schallspektrum von Knallfunken und Knallpistolen mit einem Beitrag über die Anwendungsmöglichkeiten in der elektroakustischen Meßtechnik. Akust. Z. 4 [1940], 373.
- [3] NIESE, H., Über die Erzeugung von Schallimpulsen mittels Lautsprecher für raumakustische Messungen. Hochfrequenztechn. u. Elektroakustik 64 [1955], 84.

Buchbesprechung

W. FURRER, Raum- und Bauakustik für Architekten. Birkhäuser Verlag, Basel/Stuttgart 1956, 200 Seiten, 160 Bilder, 17,5 cm \times 24,5 cm, Ganzleinen DM 27,50.

Die Entwicklung der Bautechnik gibt dem Architekten viele neuartige Möglichkeiten zur Verwirklichung seiner Ideen. Dies und die erhöhten Forderungen an die Akustik erlegen ihm aber auch die Verpflichtung auf, seine Konstruktionen auf ihre akustische Eignung vorher zu prüfen, damit sowohl die Schallisolation des Gebäudes als auch die Hörsamkeit der Räume den Anforderungen entsprechen.

Der Autor des neu erschienenen Werkes, Prof. W. FURRER, der seit vielen Jahren in der Fernmeldetechnik tätig ist und seit 1949 als Vorstand der Forschungs- und Versuchsanstalt der PTT in Bern die Entwicklung der Elektroakustik sowie der Raum- und Bauakustik im Schweizer Rundfunk maßgebend beeinflusste, war wie wenige andere geeignet, eine Einführung in dieses Gebiet für Architekten zu schreiben. Die Grundlage dafür gab seine Vorlesung an der Eidgenössischen Technischen Hochschule in Zürich.

Nach einer Behandlung der akustischen Grundbegriffe (Schallfeld, Schallerzeugung, Schallausbreitung im Freien, Schallvorgänge, Ohr und Lautstärke, Störfähigkeit und Lästigkeit von Geräuschen, Verständlichkeit, Schall- und Lautstärkemessungen) werden die Probleme der Raumakustik (Theoretische Grundlagen, Akustische Absorption, Grundlagen für die praktische Dimensionierung von Räumen, Entwurf von Räumen) und der Bauakustik (Luftschalldämmung, Körperschalldämmung, Anwendungen zur Lärmbekämpfung) eingehend dargestellt.

Bei aller Vielfalt des Dargestellten gibt das Buch eine übersichtliche und leicht lesbare und allgemein verständliche Behandlung der Probleme. Mathematische Ableitungen sind für ein eingehenderes Studium im Kleindruck eingefügt.

Eine große Anzahl von Beispielen aus allen Gebieten, die dem neuesten Stand entsprechen, sorgt für außerordentliche Anschaulichkeit und Verständlichkeit.

Das Buch sei jedem schalltechnisch interessierten Architekten, aber auch jedem raum- und bauakustisch interessierten Akustiker sehr empfohlen. K. TAMM

ZUM PROBLEM DER ABSTRAHLUNG VON BIEGEWELLEN*

von L. CREMER und G. SCHWANTKE

Mitteilung aus dem Heinrich-Hertz-Institut für Schwingungsforschung,
Berlin-Charlottenburg

Zusammenfassung

Als verbessertes Modell der Abstrahlung schwingender Platten mit Berücksichtigung des Einflusses des Empfangsraumes wird die Strahlung in einem einseitig offenen Rechteckraum betrachtet. Die Abstrahlung wird charakterisiert durch einen normierten quadratischen Mittelwert des Schalldruckes in Ebenen parallel zur Platte. Durch die Berücksichtigung des Nahfeldes ergibt sich daraus eine Entfernungsabhängigkeit unterhalb der Grenzfrequenz. Der Frequenzverlauf zeigt zwei Hauptmaxima beiderseits der Grenzfrequenz. Je mehr Halbwellen auf die Platte passen, um so näher rücken die Hauptmaxima zusammen, und der Verlauf nähert sich asymptotisch dem Verhalten der unbegrenzten Platte. Polstellen durch Raumresonanzen werden vermieden durch Einführung eines endlichen Wandwiderstandes.

Es ist in Strenge nicht möglich, in diesem Falle die Abstrahlung allein durch den Quotienten f/f_g auszudrücken, vielmehr ist als weiterer Parameter die Schwingungsform der Platte maßgeblich. Daraus folgt aber, daß ein und dieselbe Plattenkonstruktion unterhalb der Grenzfrequenz ein recht verschiedenes Abstrahlverhalten zeigen kann, je nachdem wie breit sie ist und welchen Raum sie dabei abschließt.

Summary

To take into account the effect that the receiving enclosure has on the radiation of vibrating plates, an improved model is used in which the radiation into a rectangular enclosure open at one side is considered. The radiation is characterised by the normalised mean square value of the sound pressure, for planes parallel to the plate. Consideration of the near field leads to a distance dependence for frequencies below the cut-off frequency. The response shows two maxima, one on either side of the cut-off frequency f_g . As the number of half wave-lengths that fit on to the plate increases, the principal maxima approach each other and the response tends asymptotically towards that obtained with an infinite plate. Poles due to enclosure resonances are avoided by introducing a finite wall impedance.

It is not possible to give a strict expression for the radiation using the quotient f/f_g only. Rather, as an additional parameter the mode of vibration of the plate is of major importance. From this it follows, however, that one and the same plate may show a variety of radiation characteristics, depending on the width of the plate and on the enclosure of which it forms a bounding surface.

Sommaire

On considère, pour une étude approfondie du rayonnement de plaques vibrantes qui tiennent compte de l'influence de l'enceinte réceptrice, le cas du rayonnement dans une enceinte rectangulaire ouverte d'un côté. Le rayonnement est caractérisé par une valeur moyenne quadratique normalisée de la pression sonore, pour des plans parallèles à la plaque. En considérant le champ à courte distance, on trouve une influence de la distance en-deçà de la fréquence limite. La caractéristique en fréquence présente deux maxima principaux des deux côtés de la fréquence limite. Plus la plaque comporte de demi-ondes, plus les maxima principaux sont rapprochés, et plus le comportement est asymptotiquement voisin de celui de la plaque illimitée. On évite les effets de résonance de l'enceinte au moyen d'une résistance de paroi finie.

Il n'est pas possible, dans ce cas, de n'exprimer le rayonnement que par le rapport f/f_g ; la forme de vibration de la plaque est un autre paramètre déterminant. Il s'ensuit qu'un type déterminé de plaque peut avoir au-dessous de la fréquence limite un comportement tout différent au point de vue rayonnement, suivant sa largeur et la nature de l'enceinte qu'elle ferme.

1. Einleitung

Eine zu Biegeschwingungen angeregte Platte bewirkt ein Schallfeld in der umgebenden Luft, dessen Struktur infolge der Dispersion der BiegeWellen von

der Frequenz und von Plattenkonstanten abhängt. Im Idealfall der unbegrenzten und ungedämpften Platte [1, § 62], [2] tritt eine wirkliche Abstrahlung von Schallenergie überhaupt nur dann auf, wenn die Frequenz größer ist als die Grenzfrequenz. Diese ist dadurch gekennzeichnet, daß dort Biege- und Luftwellenlänge übereinstimmen. Man macht sich diese Eigenschaft zunutze, indem man als Wandverklei-

* In etwas gekürzter Form vorgetragen von G. SCHWANTKE auf der Physikertagung in München, September 1956.

dung biegeeweiche Schalen, d. h. solche mit hoher Grenzfrequenz, verwendet [3].

Entfernt man sich vom Grenzfall der unbegrenzten Platte, so tritt auch unterhalb der Grenzfrequenz eine gewisse Abstrahlung auf. GÖSELE [4] untersuchte dazu die Strahlung der nur in einem endlichen Bereich schwingenden unendlichen Platte in den Halbraum unter Benutzung der Rayleighschen Formel. WESTPHAL [5] erhielt ebenfalls stetige Übergänge für die zwar überall angeregte, unbegrenzte, aber gedämpfte Platte. Hier müssen aber sehr viel größere Dämpfungskonstanten angenommen werden, als praktisch vorliegen, so daß diese Deutung wohl weniger in Frage kommt.

Zur einfachen Charakterisierung der Abstrahlung einer Platte führte GÖSELE [4] einen dimensionslosen „Abstrahlfaktor“ s ein. Dieser stellt die Normalkomponente des von der Platte ausgehenden Energiestromes \vec{S} dar, — zur dimensionslosen Normierung — bezogen auf die des Energiestromes eines konphas schwingenden Kolbens von — im räumlichen Mittel — gleicher Amplitude. Bezeichnet also p den Zeiger des Schalldruckes, v_y den der y -Komponente der Schnelle, wobei die y -Richtung (siehe Abb. 1) senkrecht auf der Platte steht, und beziehen sich p_0 und v_{0y} auf den Vergleichsfall des konphas schwingenden Kolbens, so ergibt sich

$$s = \frac{S_y}{S_{0y}} = \frac{\operatorname{Re}(p v_y^*)}{\operatorname{Re}(p_0 v_{0y}^*)} \quad (1)$$

Speziell für die unbegrenzte Platte ergibt sich einfach

$$k = \omega/c \quad \text{Kreiswellenzahl in Luft,}$$

$$s = \operatorname{Re} \left(\frac{k}{k_y} \right) \quad k_y = k \sqrt{1 - (f_0/f)^2}, \quad (1a)$$

$$f_g \quad \text{Grenzfrequenz, eine spezifische Plattenkonstante.}$$

Die Bauakustik interessiert sich nun besonders für den Schallpegel in einem geschlossenen Raum, der durch eine solche Platte begrenzt wird. Nun stellt ja die Definition (1) ein Maß für die pro Flächeneinheit von der Platte abgestrahlte Energie dar. Man könnte also vermuten, daß — sieht man von Rückwirkungen der Raumschwingungen auf die Platte ab, was sicher zulässig ist — die Bedingungen der Abstrahlung in den freien Raum auch diesem Fall zugrunde gelegt werden können.

Aus der abgestrahlten Energie ließe sich dann leicht unabhängig von der speziellen Raumform nach Maßgabe der Nachhallzeit die mittlere Schallenergie-dichte bestimmen. Das heißt, man könnte — sofern mehrere Biegewellen auf die Platte passen — weiterhin Gl. (1a) verwenden.

Tatsächlich gilt jedoch die damit geforderte Unabhängigkeit der Energieeinstrahlung von Raum- und Schwingungsform nicht allgemein, sondern nur,

wenn wirklich statistische Verhältnisse angenommen werden können, wenn also genügend Raumeigen-schwingungen angeregt werden. Anders liegen jedoch die Verhältnisse bei tiefen Frequenzen und kleinen Räumen. Hier reichen reine Energiebetrachtungen nicht mehr aus, vielmehr muß die Struktur des entstehenden Schallfeldes genauer berücksichtigt werden. Da die Platte ein kohärent schwingendes Gebilde darstellt, hängt die Energieabstrahlung nicht nur von der Plattenschwingung, sondern auch vom Schallfeld im Raume ab.

Gerade für diesen Fall kann also die GÖSELESche Rechnung [4] der nur in einem endlichen Bereich angeregten, in den Halbraum strahlenden unbegrenzten Platte nicht angewendet werden, da die wesentlichen Raumeigenschaften nicht erfaßt werden.

Schließlich werden Nahfelder durch die GÖSELESche Definition (1) nicht berücksichtigt. Was wir in der Nähe der angeregten Wand hören bzw. mit einem üblichen Druckempfänger messen, ist ja nicht der Energiestrom sondern der Effektivwert des Schalldrucks. Dieser kann durch den Einfluß des Nahfeldes in der Nähe der Platte größer sein, als dem Energiestrom entsprechen würde.

Es ist aus diesem Grunde zu erwägen, ob man nicht diesen Verhältnissen Rechnung tragen sollte durch Einführung einer entsprechend modifizierten Größe, die statt des Energiestromes das Quadrat des Schalldruckes selbst zugrundelegt. Bezeichnet die Überstreichung den Mittelwert über jeweils eine zur Platte parallele Ebene und bezieht sich p_0 wie in Definition (1) auf den der Normierung dienenden Vergleichsfall des konphas schwingenden Kolbens, so folgt für diese Größe, die als „Übertragungsgrad“ σ bezeichnet sei:

$$\sigma = |p|^2 / |p_0|^2 \quad (2)$$

Um den Unterschied zur Definition (1) deutlich zu machen, sei der Wert für die unbegrenzte Platte angegeben:

$$\sigma = \left| \frac{k}{k_y} \right|^2 e^{-2y|\operatorname{Im}(k_y)|} \quad (2a)$$

Für $f < f_g$ bezeichnet der Exponentialfaktor ein rasch abklingendes Nahfeld, für $f > f_g$ ist k_y reell und es besteht dann keine Entfernungsabhängigkeit mehr. In diesem Fall gilt also für jede Entfernung

$$\sigma = \sigma_\infty = s^2 \quad (3)$$

Diese Beziehung gilt übrigens im Grenzfall sehr hoher Frequenz ($f \rightarrow \infty$) auch für endliche Platten, da ihre Dimensionen nach dem allgemeinen Ähnlichkeitsgesetz der Akustik im Verhältnis zur Wellenlänge zu bewerten sind.

Physikalisch sind beide Definitionen wesentlich verschieden, obwohl sich beide auf Energien beziehen. σ gibt im wesentlichen eine mittlere Energiedichte, s dagegen eine Schallintensität an. Nun ist

man von den ebenen Wellen her gewöhnt, diese Größen als — bis auf feste Proportionalitätskonstanten — äquivalent anzusehen. Die Schallintensität in-
dessen hat — im Gegensatz zur Energiedichte — Vek-
toreigenschaft und ist wie die Schallausbreitung ge-
richtet; man versteht allerdings meist darunter den
Betrag, d. h. man mißt in Ausbreitungsrichtung. Der
Strahlungsfaktor s dagegen bezieht sich nur auf die
 y -Komponente, was deshalb sinnvoll ist, weil diese
die pro Flächeneinheit von der Platte abgestrahlte
Leistung angibt. Die Ausbreitungsrichtung hängt
von der Frequenz ab.

Die Frage, welcher von beiden Definitionen der
Vorzug zu geben ist, läßt sich nicht allgemein ent-
scheiden. Wenn das Strahlungsfeld einer exakten
Berechnung zugänglich ist — z. B. unbegrenzte
Platte im freien Raum oder endliche Platte in ge-
dämpften Räumen oder in kleinen Räumen bei tie-
fen Frequenzen —, hat der Übertragungsgrad σ den
Vorteil, unmittelbar die Meßgröße p zu liefern. Für
statistische Verhältnisse — verhältnismäßig hallige
Räume bei nicht zu tiefen Frequenzen — ist dagegen
der Strahlungsfaktor s günstiger, da die dem Raum
zugeführte Leistung nach Maßgabe der Nachhallzeit
unmittelbar die mittlere Energiedichte bestimmt. Die
Nahfelder werden dann durch reflektierte Wellen
weitgehend überdeckt. Passen genügend Biegewellen-
längen auf die Platte, so kann man die Abstrah-
lungsbedingungen der unbegrenzten, in den Halb-
raum strahlenden Platte zugrundelegen, da man auf
den speziellen Schwingungszustand des Raumes
keine Rücksicht zu nehmen braucht.

2. Die Strahlung in den Rechteckraum

Die Abstrahlungsverhältnisse bei tiefen Frequen-
zen sollen nun an einem zweidimensionalen Modell
untersucht werden, wie es in ähnlicher Weise schon
von SCHOCH [6] zur Frage der Luftschalldämmung
einer Wand endlicher Breite verwendet wurde. Die
Geometrie des Empfangsraumes wird dabei wesent-
lich berücksichtigt im Gegensatz zur GÖSELESchen
Rechnung (Abb. 1). Der Rechteckraum besteht aus
zwei gegenüberstehenden, zunächst als schallhart

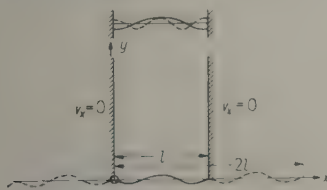


Abb. 1. Strahlung einer schwingenden Wand in den
Raum zwischen parallelen Ebenen;
oben: Raumeigenschwingungen:
 $p_m = a_m \varrho c \cos m \pi (x/l) \cdot e^{-jk_{my}y}$,
unten: Plattenschwingung:
 $v_{0y}(x) = \hat{v}_0 \sin n \pi (x/l)$.

vorausgesetzten Seitenwänden, auf der einen Seite
verbunden durch die angeregte Platte, ihr gegenüber
eine offene bzw. totalabsorbierende Wand. Die
Platte sei am Rand gelenkig gelagert und befinde
sich in einer möglichen Eigenschwingungsform, die
demgemäß gegeben ist durch

$$v_{0y}(y=0) = \text{Re} \left(\hat{v}_0 \sin n \frac{\pi}{l} x \cdot e^{j\omega t} \right). \quad (4)$$

Soll diese Schwingung als freie Schwingung ange-
sehen werden können, so ist damit für eine bestimmte
Platte auch die Frequenz festgelegt.

Das im Empfangsraum erregte Schallfeld läßt sich
auf das einer unendlichen Platte zurückführen, wenn
man zur Erfüllung der Randbedingungen spiegelt,
wie in Abb. 1 skizziert. Die Verschiedenheit der
Randbedingungen für Plattenwelle und Raumwelle
schließt aus, daß einer vorgegebenen Plattenschwin-
gung genau eine Raumwelle entspricht, vielmehr
wird in jedem Falle ein ganzes Spektrum von Wel-
lentypen der Form

$$p_m = \text{Re} \left(\hat{p}_m \cos m \frac{\pi}{l} x \cdot e^{-jk_{my}y} \cdot e^{j\omega t} \right) \quad (5)$$

mit

$$k_{my}^2 = k^2 - \left(m \frac{\pi}{l} \right)^2 \quad (5a)$$

angeregt. (Die Zeitfaktoren und die Kennzeichnung
der Zeiger durch Unterstreichen werden im folgen-
den unterdrückt.) Damit ist

$$p_n = \sum_{m=0}^{\infty} \hat{p}_{mn} \cos m \frac{\pi}{l} x \cdot e^{-jk_{my}y}. \quad (6)$$

Die Amplituden der Teilwellen bestimmen sich aus
der Forderung, daß die y -Komponente der Schnelle
der Luft an der Platte mit derjenigen der Platte
selbst übereinstimmen muß. Bei der unbegrenzten
Platte allerdings läßt sich diese Forderung durch ge-
nau eine Raumwelle erfüllen, was zu einem Pol der
Ausstrahlung in dem Fall führt, daß die Wellen-
längen von Platte und Luft übereinstimmen.

Allgemein gilt also

$$v_{y \text{ Platte}} = v_{y \text{ Luft}} \quad \text{für } y=0, \quad (7)$$

d. h.

$$\hat{v}_{0n} \sin n \frac{\pi}{l} x = \frac{1}{\omega \varrho} \sum_{m=0}^{\infty} \hat{p}_{mn} k_{my} \cos m \frac{\pi}{l} x. \quad (7a)$$

Da nun

$$\frac{1}{l} \int_0^l \sin n \frac{\pi}{l} x \cos m \frac{\pi}{l} x dx = \begin{cases} \frac{1}{2\pi} \frac{4n}{n^2 - m^2} & m+n \text{ ungerade} \\ 0 & m+n \text{ gerade} \end{cases}$$

ist, ergibt die Auflösung

$$\hat{p}_{mn} = \begin{cases} \frac{4}{\pi} \hat{v}_0 \varrho c \frac{n \varepsilon_m}{n^2 - m^2} \frac{k}{k_{my}} & m+n \text{ ungerade} \\ 0 & m+n \text{ gerade} \end{cases} \quad (8)$$

$$\text{mit } \varepsilon_m = \begin{cases} \frac{1}{2} & \text{für } m=0 \\ 1 & \text{für } m>0. \end{cases} \quad (8a)$$

Wir bilden nun aus den Gl. (6) und (8) den Übertragungsgrad. Dabei beziehen wir diesen auf den Druck p_0 , der von einer Kolbenschwungung einer Membran mit der Schnelleamplitude $\hat{v}_0/\sqrt{2}$ erzeugt wird, die also den gleichen quadratischen Mittelwert aufweist. Ebenso wird auch für den Zähler in Gl. (2) der quadratische Mittelwert über den Querschnitt, hier also über die x -Koordinate, gebildet. Wir erhalten so den Ausdruck

$$\sigma = \left(\frac{4}{\pi}\right)^2 \sum_{\substack{m \geq 0 \\ m+n \text{ ungerade}}} \frac{\varepsilon_m/n^2}{[1 - (m/n)^2]^2} \frac{1}{|1 - (m/\varphi)^2|} \times \\ \times e^{-2\gamma k |\operatorname{Im}(\sqrt{1 - (m/\varphi)^2})} \quad (9)$$

Hierbei ist der dimensionslose Parameter

$$\varphi = \frac{l}{\pi} k \quad (10)$$

eingeführt, welcher die Frequenz in Vielfachen der tiefsten Raumeigenfrequenz angibt.

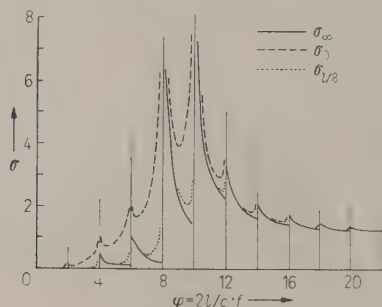


Abb. 2. Frequenzverlauf des Übertragungsgrades ohne Dämpfung für verschiedene Abstände; $n=9$.

Die Abb. 2 zeigt den Verlauf von σ über φ für eine festgehaltene Schwingungsform mit $n=9$ Halbwellen auf der Platte. Soll diese Kurve (wie in den früheren Untersuchungen) für freie BiegeWellen gelten, so bedeutet das, daß sich längs der Abszisse neben der Frequenz auch die Plattendicke ändern muß, so daß sich stets die gleiche Ordnungszahl n ergibt.

Eine Art Hüllkurve wird durch den ersten Faktor in den Summengliedern bewirkt, indem die einzelnen Teilwellen eine solche Bewertung erhalten, daß die der Grenzfrequenz am nächsten liegenden beiden Teilwellen mit dem größten Gewicht auftreten. Der zweite Faktor berücksichtigt den Frequenzgang des Raumes und ist für die Polstellen an den Raumresonanzen verantwortlich. Der letzte Faktor schließlich zeigt die Entfernungsabhängigkeit, die sich oberhalb der beiden Hauptmaxima bzw. Hauptpole bei $\varphi=n-1$; $n+1$ als wesentlich geringer erweist als unterhalb.

Für hohe Frequenzen, d. h. $\varphi \gg n$, kann man die beiden letzten Faktoren — abgesehen von den Stellen, wo der Nenner verschwindet — außer acht las-

sen. Bei nicht ideal schallharten Seitenwänden verschwinden auch diese Ausnahmestellen. Die so verbleibende Summe läßt sich mit Methoden der Funktionentheorie auswerten und man findet

$$\sum_{\substack{m \geq 0 \\ m+n \text{ ungerade}}} \frac{\varepsilon_m/n^2}{[1 - (m/n)^2]^2} = \left(\frac{\pi}{4}\right)^2, \quad (11)$$

so daß hier gilt $\sigma = \sigma_0 = \sigma_\infty = 1$ für $\varphi \rightarrow \infty$. Dieses Verhalten ist andererseits auch zu fordern. Die Wellen laufen in diesem Fall praktisch genau senkrecht von der Platte weg, so daß ungeachtet der Seitenwände das Verhalten dem der unbegrenzten Platte für hohe Frequenzen — genauer: weit oberhalb der Grenzfrequenz — entsprechen muß.

3. Der Einfluß der Wanddämpfung

Die Resonanzpole im Frequenzverlauf in Abb. 2 entstehen durch die Annahme nicht absorbierender Seitenwände. Mathematisch läßt sich der Verlauf sehr einfach glätten und damit den wirklichen Verhältnissen anpassen durch Einführung einer Luftabsorption, was sich durch ein komplexes k bzw. φ ausdrücken würde. Dadurch würden die Nenner in den Gliedern (9) nicht mehr verschwinden. Praktisch spielt dieser Effekt jedoch nur eine sehr geringe Rolle gegenüber der Absorption der Seitenwände.

Nehmen wir einen endlichen Wandwiderstand W an, der für beide Seitenwände gleich sein soll, so lautet die neue Randbedingung

$$\text{für } x=0: \quad p - \frac{W}{j\omega Q} \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \quad (12)$$

$$\text{und für } x=l: \quad p + \frac{W}{j\omega Q} \frac{\partial p}{\partial x} = 0. \quad (13)$$

Mit $|W| \rightarrow \infty$ erhält man natürlich wieder die Eigenfunktionen (5).

Im allgemeinen Fall aber ändern sich die Eigenfunktionen demgegenüber ab und die Eigenwerte verschieben sich ins Komplexe.

Dabei können wir für die Eigenfunktionen ansetzen:

$$p_m \sim \cos k_{mx} x + \zeta_m \sin k_{mx} x,$$

wobei $\zeta_m \rightarrow 0$ mit $|W| \rightarrow \infty$ wird, und erhalten so

$$\text{für } x=0: \quad 1 - \frac{W}{j\omega Q} k_{mx} \zeta_m = 0$$

$$\text{und für } x=l: \quad \cos k_{mx} l \left(1 + \frac{W}{j\omega Q} k_{mx} \zeta_m\right) + \sin k_{mx} l \times \\ \times \left(\zeta_m - \frac{W}{j\omega Q} k_{mx}\right) = 0.$$

Daraus ergibt sich

$$\cot k_{mx} l = \frac{1}{2} \left(\frac{W}{j\omega Q} k_{mx} - \frac{j\omega Q}{W k_{mx}} \right). \quad (14)$$

Diese Beziehung entspricht genau einer in [1, § 82] für den schallschluckenden Kanal abgeleiteten, dort aber auf den Fall gerader m spezialisierten Relation.

Wenn in Gl. (14) einer der beiden Summanden hinreichend groß ist, das heißt sowohl im Fall sehr großer als auch sehr kleiner Wandwiderstände, ist eine lineare Näherung möglich. Wir wollen nur den Fall großen Wandwiderstandes betrachten. Dann gilt mit

$$k_{mx} = (m + \Delta m) \frac{\pi}{l}, \quad \left| \frac{W}{\varrho c} \frac{k_{mx}}{k} \right| \gg 1: \quad (15a, b)$$

$$\pi \Delta m \approx 2j \frac{\varrho c}{W} \frac{k}{k_{mx}}; \quad (16)$$

$$m \neq 0: \quad \pi \Delta m \approx 2j \frac{\varrho c}{W} \frac{k l}{m \pi}, \quad (16a)$$

$$m = 0: \quad \pi \Delta m \approx \sqrt{2j \frac{\varrho c}{W} k l}. \quad (16b)$$

Die Näherung (16b) verlangt an Stelle von Gl.

(15b) die Voraussetzung $\left| \frac{W}{\varrho c} \right| \frac{1}{k l} \gg 1$. Der

Wandwiderstand muß also mit der Frequenz wachsen, was schwer zu realisieren ist. Trotzdem darf die Näherung beibehalten werden, weil in dem hier behandelten Zusammenhang das nullte Glied nur bei tiefen Frequenzen interessiert und überdies sein Beitrag zur Gesamtsumme für $n > 1$ klein ist.

Damit erhält man schließlich für die Wellenzahlen

$$k_{mx} = m \frac{\pi}{l} + 2j \frac{\varrho c}{W} \frac{k}{m \pi}, \quad (17a)$$

$$k_{0x} = \sqrt{2j \frac{\varrho c}{W} \frac{k}{l}}. \quad (17b)$$

Zur Abschätzung des Gültigkeitsbereichs der Näherung betrachten wir $W = w$ der Einfachheit halber als reell. Dann gilt bekanntlich für den Schluckgrad α der Wände für die m -te Teilwelle

$$\alpha = \frac{4 \frac{\varrho c}{w} \frac{k}{k_{mx}}}{\left(1 + \frac{\varrho c}{w} \frac{k}{k_{mx}} \right)^2}. \quad (18)$$

Nun bleibt der Fehler der Näherung $\tan(jx + n\pi) \approx \approx jx$ für $x \leq 0,55$ unterhalb 10%. Für diesen Bereich folgt aus Gl. (16)

$$m \neq 0: \quad |\pi \Delta m| \approx 2 \frac{\varrho c}{w} \frac{k}{k_{mx}} \leq 0,55.$$

(Dabei sei — wie auch in Gl. (18) — hier unter k_{mx} der Realteil von Gl. (17a) verstanden.)

Aus Gl. (18) folgt damit

$$\alpha \leq \frac{2 \cdot 0,55}{\left(1 + \frac{1}{2} \cdot 0,55 \right)^2} \approx 0,7. \quad (19a)$$

Innerhalb der genannten Fehlergrenzen ist also ein Schluckgrad bis zu 70% zulässig. Wie die Ableitung zeigt, müßte — streng genommen — der Schluck-

grad der Wände unabhängig von der Einfallsrichtung sein, was praktisch selten vorliegt. Das bedeutet, daß der Wandwiderstand w für schräge Einfallsrichtungen entsprechend zunehmen müßte gemäß

$$w \geq \frac{2}{0,55} \cdot \varrho c \cdot \frac{\varphi}{m} - 3,6 \cdot \frac{\varrho c}{\cos \vartheta}, \quad (19b)$$

wenn ϑ der Einfallsrichtung in bezug auf die Wand entspricht.

Nun ist aber zu bedenken, daß der Hauptbeitrag jeder Teilwelle zur Summe Gl. (21) in der Nähe der jeweiligen Eigenresonanz liegt, für die ja fast senkrechter Einfall in bezug auf die Seitenwände vorliegt. Ein Fehler für die anderen Einfallsrichtungen fällt daher kaum ins Gewicht.

Um die Form (9) mit den modifizierten Eigenwerten (17) übernehmen zu können, muß der Charakter der stehenden Wellen in Querrichtung erhalten bleiben, sonst müßten bei der Mittelwertbildung für σ durch die gestörte Orthogonalität der Eigenfunktionen weitere gemischte Glieder hinzutreten. Wie eine Abschätzung, die hier nicht im einzelnen ausgeführt werden soll, zeigt, bleibt der Beitrag dieser Glieder selbst bei der hohen Dämpfung von $\alpha = 70\%$ in dem wesentlich interessierenden Bereich in der Nähe der Grenzfrequenz und darunter unterhalb von 5%. Die rein quadratische Form für σ darf also auch in diesem Fall beibehalten werden.

In gleicher Näherung folgt weiter

$$\begin{aligned} \left(\frac{k_{my}}{k} \right)^2 &= 1 - \left[\left(m \frac{\pi}{l} \right)^2 + 4j \varepsilon_m \frac{\varrho c}{W} \frac{k}{l} \right] = \\ &= 1 - \left(\frac{m}{\varphi} \right)^2 - 4j \varepsilon_m \frac{\varrho c}{W} \frac{1}{\pi \varphi}. \end{aligned} \quad (20)$$

Dieser Ausdruck ist einzusetzen in

$$\sigma = \left(\frac{4}{\pi} \right)^2 \sum_{\substack{m \geq 0 \\ m+n \text{ ungerade}}}^{\infty} \frac{\varepsilon_m / n^2}{[1 - (m/n)^2]^2} \left| \frac{k}{k_{my}} \right|^2 e^{-2y \operatorname{Im}(k_{my})}. \quad (21)$$

An die Stellen der früheren Pole treten jetzt endliche Maxima mit der Resonanzserhöhung

$$\left| \frac{k}{k_{my}} \right| = \frac{\pi}{4} \frac{|W|}{\varrho c} m, \quad m \neq 0.$$

Für die Dämpfungskonstante $\operatorname{Im}(k_{my})$ gewinnt man aus Gl. (20) für die einzelnen Bereiche verschiedene Näherungen:

$$\operatorname{Im}(k_{my}) = \begin{cases} k \sqrt{\left(\frac{m}{\varphi} \right)^2 - 1} \approx \frac{\pi}{l} m, & \varphi \ll m, \\ k \sqrt{2 \varepsilon_m \frac{\varrho c}{\pi m} \left[\operatorname{Re} \left(\frac{1}{\sqrt{W}} \right) - \operatorname{Im} \left(\frac{1}{\sqrt{W}} \right) \right]}, & \varphi = m, \\ 2 k \varepsilon_m \frac{\varrho c}{\pi \varphi} \operatorname{Re} \left(\frac{1}{W} \right), & \varphi \gg m. \end{cases} \quad (22)$$

Den Verlauf zeigt Abb. 3 links für verschiedene Ab-

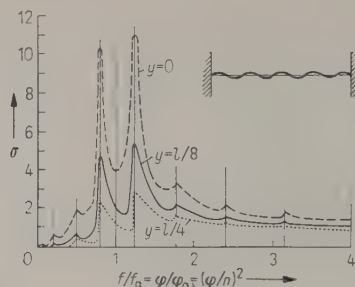
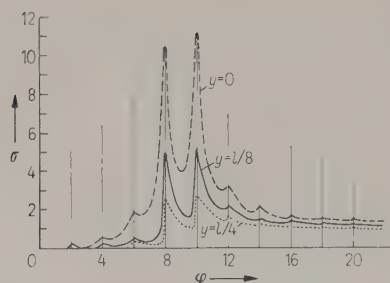


Abb. 3.
Einfluß der Dämpfung durch endlichen Wandwiderstand auf den Frequenzverlauf des Übertragungsgrades; $n=9$, $\alpha=71\%$.

stände und den verhältnismäßig großen Schluckgrad der Wände $\alpha=71\%$ entsprechend $\rho c/w=0,3$ bei senkrechtem Einfall.

4. Der Zusammenhang mit der Grenzfrequenz

Bei der Strahlung einer endlichen oder unendlichen Platte in den freien Halbraum ist der Frequenzgang bei gegebener Plattengröße allein abhängig von der Variablen f/f_g . Dabei ist die Grenzfrequenz f_g durch Masse und Biegesteife der Platte bestimmt und dadurch gekennzeichnet, daß für diese Frequenz Biege- und Luftwellenlänge übereinstimmen. Es gilt also

$$k = \omega/c = k_B = \sqrt[4]{\omega^2 \mu/B}, \quad \omega_g = c^2 \sqrt{\mu/B}. \quad (23)$$

Hierin bedeuten μ die Masse je Fläche und B die Biegesteife der Platte.

Für die freie Schwingung einer Platte der Länge l gilt andererseits

$$k_B = n \frac{\pi}{l} = \frac{1}{c} \sqrt{\omega \omega_g}, \quad \omega = \left(\frac{n \pi c}{l} \right)^2 \frac{1}{\omega_g}$$

oder mit der Bezeichnung von Gl. (6) mit

$$\varphi = \omega \cdot l/\pi c \quad \text{und} \quad \varphi_g = \omega_g \cdot l/\pi c$$

$$\varphi \varphi_g = n^2. \quad (24)$$

Die beiden Diagramme Abb. 2 und 3 zeigen die beiden Hauptmaxima beiderseits der Stelle $\varphi = n$. Das bedeutet aber nach Gl. (24) die Grenzfrequenz. Die

Ähnlichkeit des Frequenzganges mit dem der ∞ -Platte wird noch deutlicher, wenn man den Frequenzverlauf nach der Variablen $f/f_g = \varphi/\varphi_g = (\varphi/n)^2$ umzeichnet, was demnach nur eine quadratische Verzerrung der Abszisse bedeutet (Abb. 3, rechtes Diagramm).

Dazu ist nochmals zu bemerken, daß der Frequenzgang für einen festgehaltenen Schwingungszustand aufgetragen ist, nicht jedoch für eine feste Grenzfrequenz, wie es bei der Abstrahlung in den freien Raum üblich ist. Da in unserem Fall bei festem n und fester Grenzfrequenz nur eine einzige Frequenz als freie Schwingung auftritt, muß mit der Frequenz gleichzeitig die Grenzfrequenz entsprechend Gl. (24) variiert werden, um die ganze Kurve zu durchfahren. Das beeinflusst jedoch die Vergleichbarkeit mit den Kurven von GÖSELE und WESTPHAL nicht.

In Abb. 4 sind solche Darstellungen für verschiedene n zusammengestellt, jeweils gültig für einen Aufpunkt unmittelbar an der Platte. Mit zunehmendem n wandern die beiden Hauptmaxima immer näher an die Grenzfrequenz und werden spitzer, so daß für $n \rightarrow \infty$ der Verlauf für die unendliche Platte asymptotisch erreicht wird. Dieses Verhalten ist auch zu verlangen, da der Einfluß der Wände immer geringer werden muß, je mehr Biege-Halbwellen auf die Platte passen.

Sieht man aber von diesem Grenzfall ab, so erkennt man, daß durch den Einfluß der Seitenwände auch unterhalb der Grenzfrequenz eine Abstrahlung auftritt. Allerdings führen die Raumresonanzen zu einer starken Welligkeit des Frequenzverlaufes unterhalb f_g .

Für eine gegebene Platte mit z. B. $f_g=500$ Hz tritt von jeder Kurve der Schar in Abb. 4 nur ein Punkt (markiert durch einen kleinen Kreis) als freie Schwingung auf. Dieser kann im Resonanzmaximum oder auf einer der Flanken liegen. Würde man nun den Frequenzgang für eine erzwungene Schwingung bei fester Grenzfrequenz aus diesen Punkten bilden unter der Annahme, daß bei Anregung immer die nächstliegende freie Schwingung die größte Amplitude hat und alles andere überwiegt, so käme man zu recht verschiedenem Verlauf, wenn man bei der gleichen Grenzfrequenz die Raumgröße etwas ver-

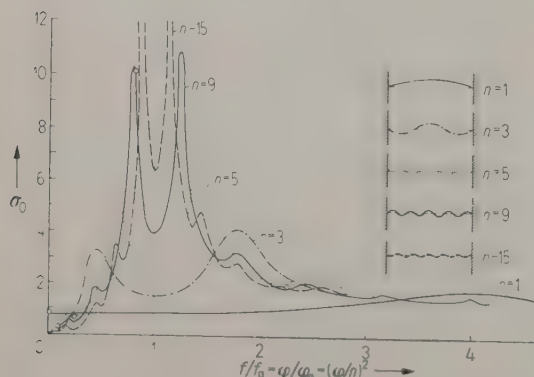


Abb. 4. Frequenzverlauf des Übertragungsgrades für verschiedene Schwingungszustände der Platte; $y=0$, $\alpha=71\%$; \circ markierte Punkte für den Spezialfall $f_g=500$ Hz, $l=3,40$ m.

ändert, da bei der großen Flankensteilheit eine kleine Verschiebung der Resonanzen eine große Änderung des Abstrahlfaktors bzw. Übertragungsgrades unterhalb der Grenzfrequenz bewirkt. Es erscheint daher möglich, Diskrepanzen in den Meßwerten aus verschiedenen Laboratorien für die gleiche Plattenkonstruktion auf die Einflüsse der Größe von Raum und Plattenprobe zurückzuführen.

(Eingegangen am 20. März 1957.)

Schrifttum

[1] CREMER, L., Die wissenschaftlichen Grundlagen der Raumakustik, Bd. III, S. Hirzel Verlag, Leipzig 1950.
[2] BRILLOUIN, J., Acustica 2 [1952], 65.
[3] GÖSELE, K., Bauzeitung 54 [1949], 632 und 56 [1951], 264.
[4] GÖSELE, K., Acustica 3 [1953], 243.
[5] WESTPHAL, W., Acustica 4 [1954], 603.
[6] SCHOCH, A., Acustica 4 [1954], 288.

AUSBREITUNG VON KÖRPERSCHALL IN GEBÄUDEN

VON WOLFGANG WESTPHAL

III. Physikalisches Institut der Universität Göttingen

Zusammenfassung

Es wird gezeigt, wie sich unter vereinfachenden Voraussetzungen die Körperschallausbreitung berechnen läßt. Dabei wird deutlich, welchen Einfluß die verschiedenen Parameter auf die Ausbreitung haben. Auf Grund dieser theoretischen Vorstellungen wurde ein elektrisches Netzwerk gebaut, für das analoge Ausbreitungsgesetze gelten wie für den Körperschall in Gebäuden.

Die an verschiedenen Hoch- und Reihenhäusern durchgeführten Messungen stehen in befriedigender Übereinstimmung mit der entwickelten Theorie. — Bemerkenswert sind die an einem Stahlskelettbau gemessenen Werte. Sie ergeben eine auffallend große Körperschalldämmung in vertikaler Richtung. Die durch Nachhallmessung am Bau ermittelten Verlustfaktoren für verschiedene Baumaterialien weisen keine großen Unterschiede auf.

Summary

Simple methods for calculating the propagation of sounds in buildings are described and the influence of relevant parameters shown. An electric network based on the theory is built up.

Various measurements on houses agree with the theory. In particular one with a steel framework is found to give strong attenuation of structure-borne sound in the vertical direction. The loss factors for different building materials (obtained from reverberation measurements) show only small differences.

Sommaire

On montre comment calculer, moyennant des hypothèses simplificatrices, la propagation du son dans les corps solides. L'influence des différents paramètres en est bien mise en évidence. On a construit sur ces bases théoriques un réseau électrique dans lequel les lois de la propagation sont analogues à celles relatives au son dans les édifices.

Les mesures faites sur des maisons de différentes hauteur et dispositions ont donné des résultats en accord satisfaisant avec la théorie établie. Les valeurs obtenues sur une construction à armature d'acier sont particulièrement intéressantes. Elles mettent en évidence un amortissement étonnamment important dans le sens vertical. Les facteurs de pertes déterminés à partir d'une mesure de la réverbération ne dépendent pas beaucoup de la nature du matériau de construction.

1. Einleitung

Die Abnahme des Körperschallpegels in einem Gebäude mit der Entfernung vom Anregungsort wird durch drei Einflüsse bestimmt: 1. die Dämpfung, 2. die Dämmung, 3. die räumliche Ausbreitung der Schallenergie.

Die wichtigste Dämpfungsursache stellen die inneren Verluste der Materialien dar, durch welche Schwingungsenergie in Wärme verwandelt wird.

Eine Dämmung des Körperschalls kommt jeweils dort zustande, wo ein Bauelement an ein anderes

grenzt. An derartigen Stellen tritt eine Reflexion auf, so daß nur ein Bruchteil der auftretenden Energie weiterübertragen wird¹.

Unter „räumlicher Ausbreitung“ sei die Abnahme des Körperschallpegels allein auf Grund der geometrischen Struktur eines Hauses verstanden. Wie

¹ Solch ein Bereich, in dem sich die Konstruktion ändert, wird im folgenden als „Stoßstelle“ bezeichnet. Dazu zählen alle Ecken, Verzweigungen von Decken und Wänden, Änderungen von Wandstärken und Materialien usw.

bei einer Kugelwelle in einem verlustfreien Medium vom Zentrum aus die Schwingungsgröße abnimmt, weil sich die Energie auf immer größere Kugelflächen verteilt, so nimmt auch analog in einem Gebäude der Körperschallpegel vom Anregungspunkt aus ab, da sich von jeder Wand die Schwingungsenergie auf mehrere benachbarte Wände verteilt.

Die wesentlichen Konstruktionselemente — Decken und Wände — können für die hier angestellten Überlegungen als Platten aufgefaßt werden. Man beobachtet daher die in Platten möglichen zwei Wellenarten, Dehn- und Biegewellen. Für die Luftschallabstrahlung sind zwar nur die Biegewellen von Bedeutung, da allein diese eine wesentliche Transversalkomponente der Schnelle haben. Jedoch dürfen die Dehnwellen nicht außer acht gelassen werden, denn beide Wellenarten sind nicht unabhängig voneinander, da an jeder Stoßstelle eine Umwandlung des einen Schwingungstyps in den anderen stattfindet. Da ferner beide Wellenarten unterschiedliche Fortpflanzungsgeschwindigkeit haben, stellt dieses Verhalten eine beträchtliche Komplizierung des Ausbreitungsvorganges dar.

Über Probleme der Körperschallausbreitung in Gebäuden liegt bereits eine Anzahl von Untersuchungen vor. CREMER [1] befaßt sich in einer ausführlichen theoretischen Arbeit mit den in Baukonstruktionen auftretenden Wellenarten und berechnet die Dämmwirkung für einige idealisierte Konstruktionselemente. Eine Übersicht über Messungen zur Körperschallübertragung an Hand von Modellen gibt MEYER [2]. Ein Verfahren zur Bestimmung des Schallenergieanteils, der in einem Gebäude auf Nebenwegen als Körperschall übertragen wird, ist in einer Arbeit von MEYER, PARKIN, OBERST und PURKIS [3] angegeben. Messungen der Ausbreitungsdämpfung in Gebäuden wurden von SCHMIDT [4], GASTELL [5], KUHLE und KAISER [6] durchgeführt. Experimentelle Ergebnisse zur Körperschalldämmung an Stoßstellen findet man bei GÖSELE [7]. Eine erste Untersuchung über die Verteilung der Körperschallenergie in einem Hochhaus stammt von MARTIN und MÜLLER [8].

Jedoch ist bisher noch nicht der Versuch unternommen worden, die Körperschallausbreitung in allen Teilen eines Gebäudes theoretisch zu erfassen. Es ist das Ziel dieser Arbeit, unter Zugrundelegung einiger vereinfachender und idealisierender Annahmen eine Berechnung der Körperschallverteilung in einem Haus zu ermöglichen, wenn die Material- und Konstruktionsdaten desselben bekannt sind.

Ferner soll durch Messungen an mehreren Hoch- und Reihenhäusern unterschiedlicher Bauart die in der Praxis auftretende Ausbreitung über größere Entfernungen bestimmt werden. Weitere Messungen dienen der Ermittlung der Material- und Konstruktionsdaten.

2. Messungen an Gebäuden

2.1. Einfluß des Materials und der Stoßstellen

Bevor auf die drei in der Einleitung genannten Einflüsse im einzelnen eingegangen sei, soll zunächst das Zusammenwirken von Dämpfung und Dämmung betrachtet werden, um zu erfahren, in welchem Verhältnis sie zueinander stehen.

Dazu wurden folgende Versuche ausgeführt: Eine Wand bzw. Decke wurde punktförmig stationär (mit einem Wobbelton) angeregt. Der Körperschallpegel wurde auf der angeregten und einer benachbarten Wand in 16 Punkten, welche äquidistant auf einer Geraden lagen, über die Stoßstelle hinweg gemessen. Dies geschah bei unterschiedlichen Materialien und für mehrere Frequenzen.

Die Meßergebnisse sind in den Abb. 1, 2 und 3 dargestellt. Vor der Stoßstelle zeigt sich in allen Fällen ein Pegelabfall, der auf das den Sender umgebende Nahfeld zurückzuführen ist. Wichtig für unsere Betrachtung ist allein der Pegel hinter der Stoßstelle. Für tiefe Frequenzen ist er konstant, für höhere Frequenzen nimmt er ab. Die Abnahme kommt durch den bei höheren Frequenzen überwiegenden Einfluß der Materialdämpfung zustande. Aus

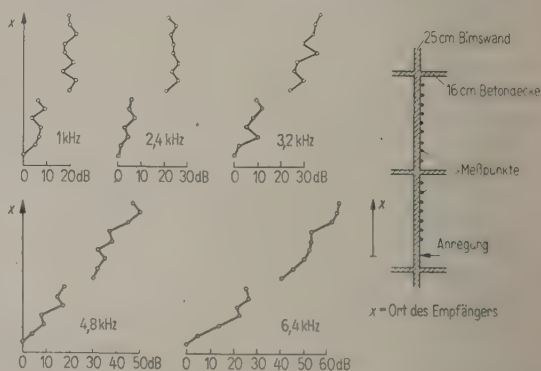


Abb. 1. Pegelabfall mit der Entfernung vom Anregungspunkt auf einer 25 cm Bimswand.

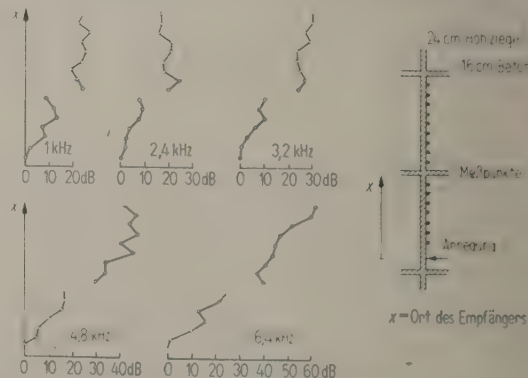


Abb. 2. Pegelabfall mit der Entfernung vom Anregungspunkt auf einer 24 cm Hohlziegelwand.

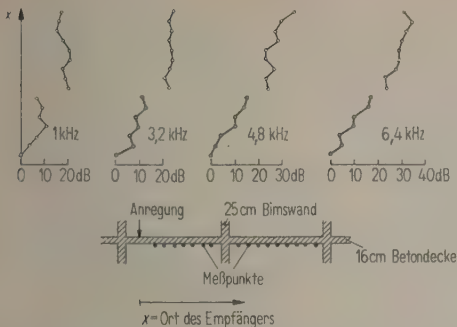


Abb. 3. Pegelabfall mit der Entfernung vom Anregungspunkt auf einer Betondecke.

der Konstanz des Pegels bei tieferen Frequenzen muß man auf ein Überwiegen des reflektierenden Einflusses der die Wand umgebenden Stoßstellen schließen.

In Analogie zur Raumakustik kann man sagen, daß bei den tieferen Frequenzen auf der Wand ein diffuses Schallfeld existiert. Doch ist die „Diffusität“ gewiß nur in einem groben Sinne vorhanden. Zwar ist der Pegel auf der Wand konstant, aber wegen des verhältnismäßig großen Abstandes der Eigenfrequenzen einer Wand dürfte die richtungsmäßige Durchmischung nur unvollkommen sein.

2.2. Materialkonstanten

2.2.1. Dichten

Der spezifisch schwerste Baustoff, der zur Verwendung gelangt, ist Beton, dessen Dichte je nach Zusammensetzung und Eisenarmierung in dem Bereich $\rho = 2,3$ bis $2,7 \text{ g/cm}^3$ liegt. Beton wird vor

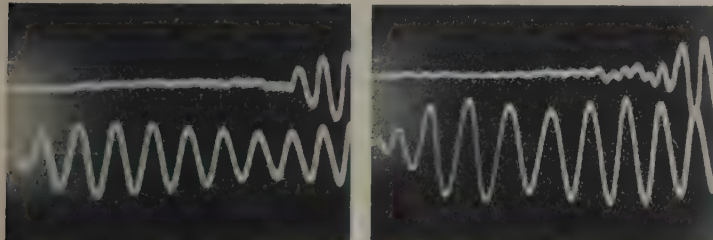


Abb. 4 und 5. Impulsozillogramme zur Bestimmung der Gruppenlaufzeit, in Abb. 4 bei Längsanregung, in Abb. 5 bei Queranregung. Unten: Impuls in der Nähe des Senders; oben: derselbe Impuls nach Durchlaufen der Meßstrecke.

allem für Massivdecken und die tragenden Wände in Hochhäusern benutzt.

Bei Häusern mittlerer Bauhöhe werden für die Wände dagegen relativ leichte Materialien verwendet. Statt der früher üblichen Vollziegel ($\rho \approx 2,1 \text{ g/cm}^3$) nimmt man heute fast ausschließlich Hohl-

ziegel, deren Dichte zwischen $1,1$ und $1,5 \text{ g/cm}^3$ liegt. Ein anderer, neuerdings in großem Maße benutzter Baustoff ist Bimsbeton in Form von großformatigen Steinen oder Platten mit einer Dichte zwischen $0,8$ und $1,0 \text{ g/cm}^3$.

2.2.2. Schallgeschwindigkeiten

Die Schallgeschwindigkeit von Baumaterialien wurde aus der Laufzeit von Schwingungsimpulsen an Wänden auf dem Bau und an stangenförmigen Proben im Labor bestimmt. So ergab sich bei Queranregung die Gruppengeschwindigkeit für Biegewellen und bei Längsanregung die Gruppengeschwindigkeit für Dehnwellen.

Die Laufzeit wurde mit Hilfe eines Zweistrahl- oszillographen gemessen. Die Abb. 4 und 5 zeigen je ein Oszillogramm für Längs- und Queranregung. In Abb. 5 ist der Einsatz des später eintreffenden Impulses nicht mehr ganz scharf. Man beobachtet einen kleinen Vorläufer, der dadurch zu erklären ist, daß bei Impuls-Queranregung neben der Biegewelle auch eine Dehnwelle entsteht.

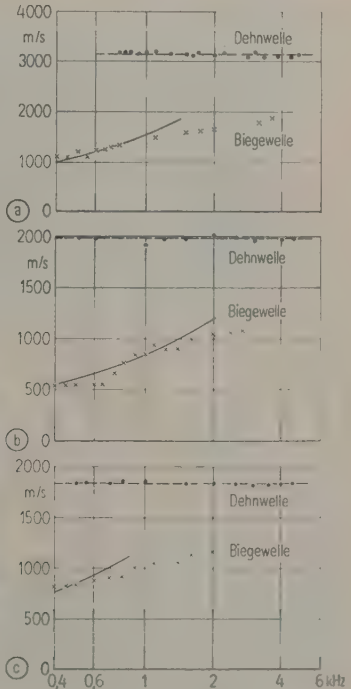


Abb. 6 (a) Gruppengeschwindigkeit für Dehn- und Biegewellen auf einer 11 cm Stahlbetondecke. (b) Gruppengeschwindigkeit für Dehn- und Biegewellen auf einer stangenförmigen Probe aus 5 cm dicken Bimsbetonplatten. (c) Gruppengeschwindigkeit für Dehn- und Biegewellen auf einer stangenförmigen Probe aus 11 cm dicken Bimsbetonsteinen.

Die Meßresultate sind in den Abb. 6 a, b, c dargestellt. Die ausgezogene Kurve gibt jeweils die aus Wandstärke und Dehnwellengeschwindigkeit berechneten Werte der Gruppengeschwindigkeit für Biege- wellen. Die Kurve ist nur bis zu der Frequenz ge- zeichnet, bis zu der die elementare Biegewellen- darstellung noch gültig ist (Wandstärke $< \frac{1}{8} \lambda$) [1]. Die gemessenen Werte stimmen bei tiefen Frequen- zen gut mit den berechneten überein. In der Nähe der Gültigkeitsgrenze der elementaren Biegewellen- darstellung liegen die Meßwerte unter der berech- neten Kurve.

2.2.3. Verlustfaktoren

Zur Bestimmung der Materialverluste am Ge- bäude wurde der Nachhall des Körperschalls gemes- sen. Abb. 7 zeigt ein Nachhalloszillogramm, welches über einen momentan-logarithmischen Verstärker aufgenommen wurde. Aus der Nachhallzeit T (Zeit, in der die Energie auf 10^{-6} abgefallen ist) bei der Frequenz f wurde mit Hilfe der Beziehung

$$\eta' = \frac{6 \cdot \ln 10}{\omega T} = \frac{2,2}{f T}$$

ein Verlustfaktor η' berechnet.

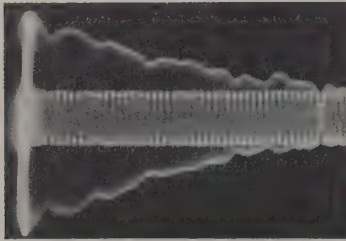


Abb. 7. Nachhalloszillogramm auf dem Zweistrahl- oszillographen, in der Mitte Zeitmarken.

Könnte man alle Wände eines Gebäudes gleich- förmig anregen, so hinge der Nachhallvorgang nach Abschalten der Sender allein von den Verlusten ab. Regt man aber — wie es bei den Messungen ge- schah — nur eine Stelle an, so wird der Abkling- vorgang von dem Energieausgleich zwischen den Wänden beeinflusst. Da man den Abklingvorgang nicht so weit verfolgen kann, bis sich im Gebäude eine gleichförmige Energieverteilung eingestellt hat, muß man sich mit dem Anfang der Nachhallkurve und also auch mit dem oben ermittelten η' begnügen. η' sei als scheinbarer Verlustfaktor bezeichnet. Wie weit η' von dem wahren Verlustfaktor η abweicht, wird im Abschnitt 4.2.2 erörtert.

In den Abb. 8, 9 und 10 sind die an mehreren Häusern gemessenen Verlustfaktoren dargestellt. Größere Unterschiede für die verschiedenen Bau- materialien und Bauweisen sind nicht festzustellen.

Allen Messungen gemeinsam ist das Abnehmen der η' -Werte mit steigender Frequenz. Außerdem

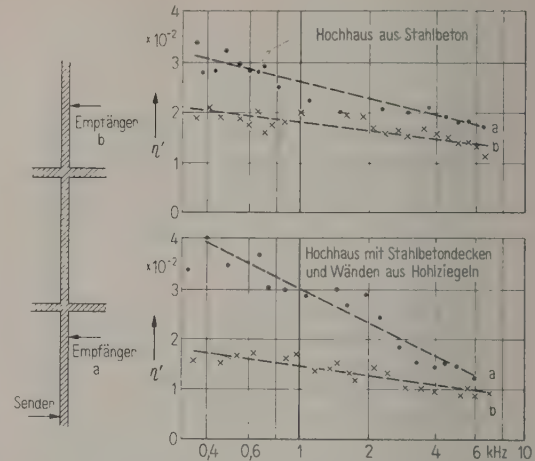


Abb. 8. Scheinbarer Verlustfaktor η' , gemessen in zwei verschiedenen Hochhäusern. Fall a: Sender und Empfänger auf der gleichen Wand, Fall b: Empfänger zwei Stockwerke vom Sender entfernt.

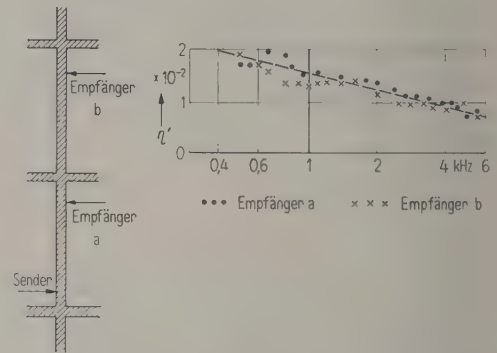


Abb. 9. Scheinbarer Verlustfaktor η' , gemessen in einem Stahlskelett-Hochhaus mit Stahlbetondecken und Wänden aus Bimsbetonsteinen und Ziegeln. Fall a: Sender und Empfänger auf der gleichen Wand, Fall b: Empfänger ein Stockwerk vom Sender entfernt.

ergeben sich verschiedene Verlustfaktoren, je nach- dem man den Nachhallvorgang auf der angeregten Wand — natürlich außerhalb des Hallradius — beobachtet (z. B. Abb. 8, Fall a) oder auf der Fort- setzung der Wand ein oder zwei Stockwerke ent- fernt (Abb. 8, Fall b). Die Ursache für dieses Ver- halten liegt in dem Abfließen der Schwingungs- energie in entferntere Teile des Gebäudes, wie in Abschnitt 4.2.2 näher ausgeführt wird.

In Abb. 9 ist der Unterschied in den η' -Werten für die Fälle a und b nur sehr gering. Das läßt ver- muten, daß bei diesem Stahlskelettbau das Abflie- ßen der Schwingungsenergie einen geringeren Ein- fluß hat als bei den in Abb. 8 gemessenen Bauten. Diese Annahme wird durch die Meßergebnisse in Abb. 24 bestätigt.

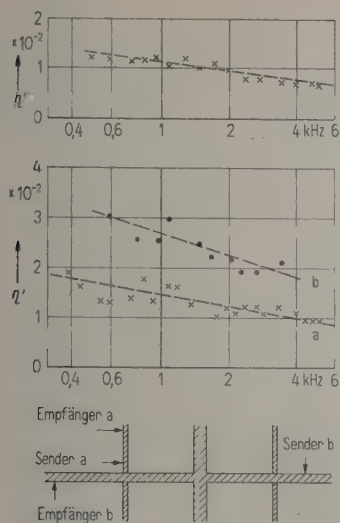


Abb. 10. Scheinbarer Verlustfaktor η' , gemessen in zwei Reihenhäusern. Oben: Reihenhaus mit Hohlkörperdecken und Wänden aus Hohlziegeln und Bimsbetonsteinen (Empfänger zwei Etagen über dem Sender), unten: Reihenhaus mit Stahlbetondecken und Wänden aus Bimsbetonsteinen.

Bei der in Abb. 10 unten dargestellten Messung zeigt sich, daß entgegen den eben getroffenen Feststellungen im Fall a (Empfänger auf der angeregten Wand) sogar ein kleinerer Verlustfaktor gemessen wird als im Fall b (Empfänger drei Zimmer entfernt vom Sender). Das erklärt sich dadurch, daß für die bei a gemessene sehr dünne Wand (5 cm Bimsbetonplatten) die Energieübertragung auf die angrenzenden Wände sehr gering ist und man daher praktisch die dünne Wand allein, d. h. unabhängig von ihrer Umgebung, mißt.

2.3. Übertragung an Stoßstellen

Die Untersuchung der Körperschallübertragung an Stoßstellen erfolgte nach zwei Methoden. Bei den Messungen mit stationärer Anregung (Wobbelton) wurde die Schnelle auf der angeregten Wand unmittelbar vor der Stoßstelle und auf der benachbarten Wand dicht hinter dieser gemessen (Abb. 11).

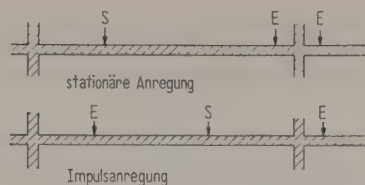


Abb. 11. Aufstellung von Sender (S) und Empfänger (E) bei Messung einer Stoßstelle.

Beim Impulsverfahren wurde der Empfänger erst vor der Stoßstelle, dann hinter dieser so angebracht, daß er in beiden Positionen den gleichen Abstand vom Sender hatte (Abb. 11), um den Einfluß der geometrischen Ausbreitung (Zylinderwelle auf der Wand) zu eliminieren. Bei der gewählten Anordnung stören die an benachbarten Stoßstellen reflektierten Impulse nicht, da sie später als der direkt übertragene Impuls eintreffen.

Die Anregung geschah mit einem kurzzeitigen Schwingungsimpuls. Die Abb. 12 und 13 geben zwei charakteristische Oszillogramme wieder. Abb. 12 zeigt den Impuls vor einer Stoßstelle, Abb. 13 denselben Impuls hinter einer Stoßstelle. In Abb. 13 sieht man zugleich den häufig auftretenden Fall, daß der auf dem kürzesten Wege übertragene Impuls (der erste in der Impulsgruppe) nicht der größte ist. Infolge Überlagerung von reflektierten Impulsen kann das Maximum der Impulsgruppe an einer anderen Stelle liegen.

In Abb. 14 ist ein Oszillogramm abgebildet, wie es des öfteren beobachtet werden konnte. Ein solches Bild ist für eine Auswertung unbrauchbar, da der Impuls, der auf dem kürzesten Weg über die Stoßstelle gelaufen ist, nicht identifiziert werden kann. Derartige Oszillogramme treten auf 1. bei schlecht gemauerten Wänden, bei denen die Mörtelverbindungen zwischen den Steinen unvollkommen sind, 2. bei Wänden, die nicht genügend groß sind, so daß die an benachbarten Stoßstellen reflektierten Impulse dem direkt übertragenen Impuls überlagert werden.

Die Abb. 15, 16 und 17 zeigen die Ergebnisse der Messungen an einigen typischen Stoßstellen. Es sind die Schnelle-Pegeldifferenzen in Abhängig-

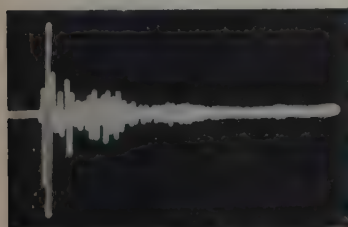


Abb. 12. Impuls vor einer Stoßstelle.



Abb. 13. Impuls hinter einer Stoßstelle.

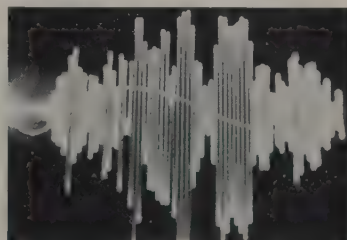


Abb. 14. Impuls hinter einer Stoßstelle, unübersichtliches Oszillogramm.

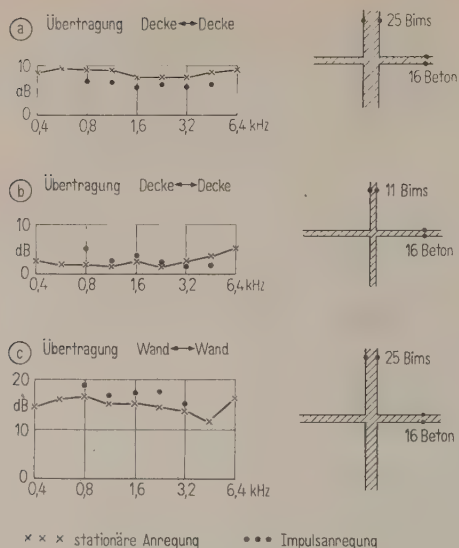


Abb. 15. Pegeldifferenz an Stoßstellen, Übertragung zwischen gleichartigen Wänden bzw. Decken.

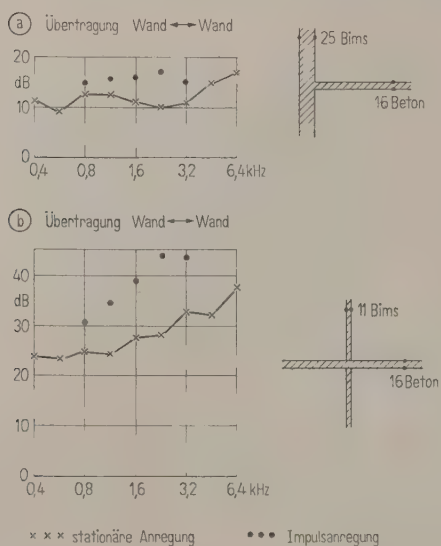


Abb. 16. Pegeldifferenz an Stoßstellen, Übertragung zwischen gleichartigen Wänden.

keit von der Frequenz aufgetragen. Bei den Messungen der Abb. 15 und 16 handelt es sich um die Übertragung zwischen zwei gleichartigen Wänden, bei der Abb. 17 um Übertragung zwischen Wänden und Decken.

Die Kurven der Abb. 15 zeigen nur eine geringe Frequenzabhängigkeit. Aus den Abb. 15 und 16 ist die Tatsache zu entnehmen, daß an einer Stoßstelle die Dämmung um so größer ist, je schwerer das trennende Bauelement ist. Wie man aus Abb. 15 a und b ersieht, stellt die Stoßstelle mit der 11 cm Wand eine geringere Störung dar als die Stoßstelle

mit der 25 cm Wand aus dem gleichen Material. Ebenso ergibt sich aus den Abb. 15 c und 16 a, daß die Übertragung über die einfache Stoßstelle (Abb. 16 a) hinweg etwas größer ist als die Übertragung an der kreuzförmigen Verzweigung (Abb. 15 c). Ein Vergleich der Abb. 15 c und 16 b zeigt, daß die 16 cm Decke die Ausbreitung auf der 11 cm Wand stärker dämmt als auf der 25 cm Wand.

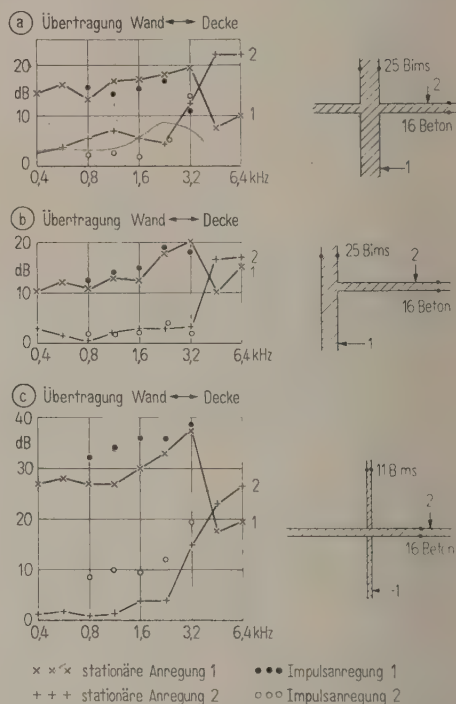


Abb. 17. Pegeldifferenz an Stoßstellen, Übertragung zwischen Wänden und Decken.

Bei der Abb. 17 handelt es sich um die Körperschallübertragung zwischen Wänden unterschiedlicher Konstruktion. Dabei zeigt sich, daß sich die Schnelle-Pegeldifferenz bei Vertauschung von Sender und Empfänger ändert. Diese Tatsache ist wie folgt zu erklären: Ist eine leichte Wand W_1 mit einer schweren Wand W_2 gekoppelt, so macht W_1 starke erzwungene Schwingungen, wenn W_2 angeregt wird, denn die Energie, die von W_2 auf W_1 übergeht, vermag in der leichten Wand W_1 eine starke Schwingung zu entfachen. Im umgekehrten Fall bei Anregung von W_1 führt W_2 nur kleine Schwingungen aus, denn die von W_1 auf W_2 übergehende Energie bewirkt in der schweren Wand W_2 nur kleine Schwingungen. Diese übersichtlichen Verhältnisse gelten allerdings nicht mehr oberhalb 3,2 kHz, vermutlich weil in diesem Bereich die Wandstärken nicht mehr klein gegen die Wellenlänge sind und damit die Anregungsbedingungen an der Ecke sehr kompliziert werden.

Bemerkenswert ist die Tatsache, daß Impulsmessungen und Messungen mit stationärer Anregung voneinander abweichende Dämmwerte ergeben. Und zwar erhält man in den Fällen, in denen besonders große Abweichungen auftreten (Abb. 16 b und 17 c) bei Impulsmessung die größeren Werte. Das kann wie folgt erklärt werden: An einer Stoßstelle zwischen zwei sehr verschiedenen Wänden findet infolge der Fehlanpassung nur eine geringe Energieübertragung statt. Das zeigt sich außer in den großen Pegeldifferenzen z. B. der Abb. 16 b noch in einer relativ großen Nachhallzeit solcher Wand, wie sie etwa durch den kleinen scheinbaren Verlustfaktor in Abb. 10 unten (Fall a) zum Ausdruck kam. Die Folge davon ist, daß solch dünne Wand auch eine längere Einschwingzeit hat und bei der Impulsmessung der direkt übertragene Impuls nur einen kleinen Bruchteil der insgesamt übertragenen Energie enthält. Diese Gesamtenergie, also der Integralwert der hinter der Stoßstelle empfangenen Impulsgruppe, ist aber bei Messung mit stationärer Anregung von Bedeutung. Daher mißt man mit Impulsen größere Pegeldifferenzen als bei stationärer Anregung. Das wird nochmals deutlich an zwei Impulsszillogrammen. Die Abb. 18 und 19 zeigen

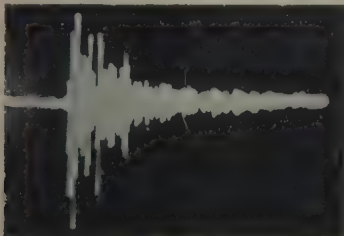


Abb. 18. Impuls vor einer Stoßstelle, gemessen auf einer dünnen Wand.

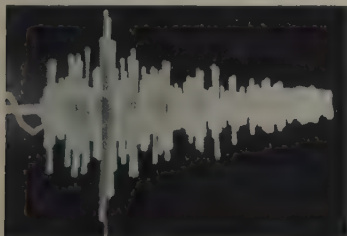


Abb. 19. Impuls hinter einer Stoßstelle, gemessen auf einer dünnen Wand.

denselben Impuls vor und hinter der Stoßstelle aus Abb. 16 b. In Abb. 18 erkennt man den Nachhall auf der angeregten dünnen Wand (er ist viel länger als in Abb. 12), während aus Abb. 19 zu ersehen ist, daß der direkt übertragene Impuls nur einen kleinen Bruchteil der Gesamtenergie enthält.

2.4. Ausbreitung über größere Entfernungen

Für die Deutung von Messungen der Ausbreitung über größere Entfernungen in einem Gebäude ist es von Vorteil, wenn die Meßobjekte übersichtliche und möglichst einfache geometrische Struktur aufweisen. Deshalb erfolgten die vorliegenden Messungen an Häusern, die im wesentlichen als zweidimensional aufgefaßt werden können, entweder weil sie im Vergleich zur Höhe und Breite sehr geringe Tiefenausdehnung haben oder weil sie in dieser Dimension nicht durch Wände unterteilt sind.

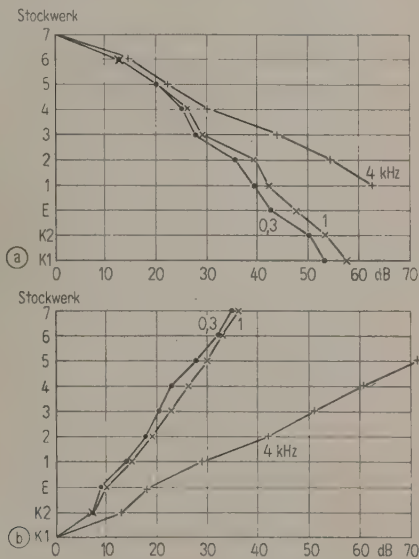


Abb. 20. Pegelabfall mit der Entfernung vom Anregungsort, vertikale Ausbreitung in einem 10-stöckigen Hochhaus mit 12 cm Stahlbetondecken und Wänden aus Hohlziegeln. Wandstärken 36,5 cm im Erd- und 1. Obergeschoß, 24 cm im 2. bis 7. Obergeschoß. In den Kellergeschossen 36,5 cm Stahlbetonwände. Stockwerkshöhe 2,63 m, Zimmerbreite 4 m. Laubengang-Hochhaus der GEWOBA, Kassel, Friedrich-Ebert-Straße. (a) Anregung 7. Obergeschoß, (b) Anregung 1. Keller-geschoß.

Bei den Gebäuden zu Abb. 20 und 22 handelt es sich um Laubenganghäuser, die in der Tiefe (ca. 9 m) nicht wesentlich unterteilt sind. Die Hochhäuser zu Abb. 23 und 24 haben dagegen eine größere Ausdehnung (17 bzw. 15 m). Damit die Ausbreitung wieder als zweidimensional aufgefaßt werden kann, wurden bei diesen Messungen zur Anregung zwei Sender gleichzeitig benutzt und jeweils im gleichen Stockwerk hintereinander so aufgestellt, daß in der Tiefe des Hauses ein gleichmäßiger Pegel gegeben war.

In Abb. 20 sind die Ergebnisse für vertikale Ausbreitung in einem Hochhaus, bei dem die Wandstärken nach oben zu abnehmen, dargestellt. Nach den Messungen an Stoßstellen zwischen unterschiedlichen Wänden (Abb. 17) erwartet man bei tiefen Frequenzen für beide Übertragungsrichtungen verschiedene Pegeldifferenzen. Das findet man für 0,3 und 1 kHz in Abb. 20 bestätigt. Bei 4 kHz konnte die Ausbreitung nicht mehr über die ganze Höhe des Hauses verfolgt werden, doch scheint für diese Frequenz kein größerer Unterschied in beiden Übertragungsrichtungen zu bestehen.

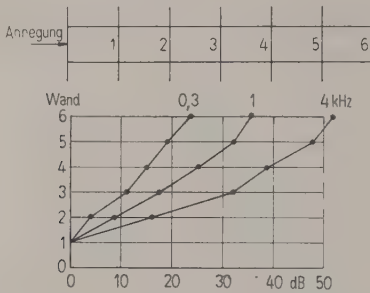


Abb. 21. Pegelabfall mit der Entfernung vom Anregungsort, horizontale Ausbreitung, Laubengang-Hochhaus Kassel (siehe Abb. 20).

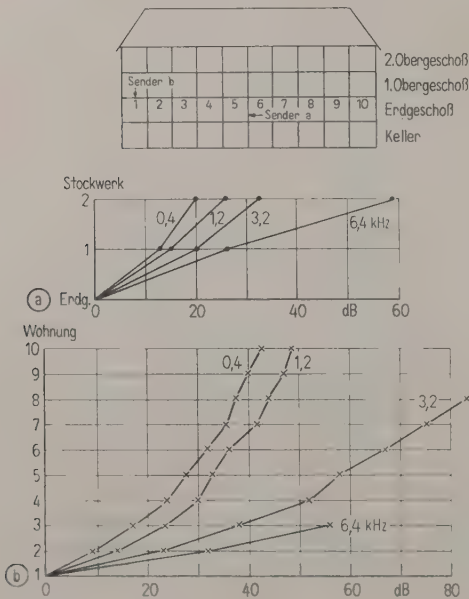


Abb. 22. Pegelabfall mit der Entfernung vom Anregungsort in einem Reihenhaus mit 22 cm Stahlbetonrippendecken und Wänden aus 25 cm Bimsbetonsteinen. Stockwerkshöhe 2,75 m, Breite einer Wohnung (1 Zimmer) 4,75 m. Laubenganghaus Göttingen, Allensteiner Weg. (a) Vertikale Ausbreitung, 24 cm Innenwand, (b) horizontale Ausbreitung, Decke des Erdgeschosses.

Der horizontale Pegelabfall in demselben Haus ist in Abb. 21 dargestellt. Wegen der ungünstigen Beschaffenheit der Deckenober- und unterseite mußte die Abtastung der Schwingungen in diesem Fall an den Wänden erfolgen.

Die Messungen in vertikaler und horizontaler Richtung in einem Reihenhauses gibt Abb. 22 wieder. Hier ergab die horizontale Ausbreitung von rechts nach links und in umgekehrter Richtung gemessen die gleichen Werte, denn bei Übertragung zwischen gleichartigen Wänden ist die Pegeldifferenz an Stoßstellen unabhängig von der Übertragungsrichtung.

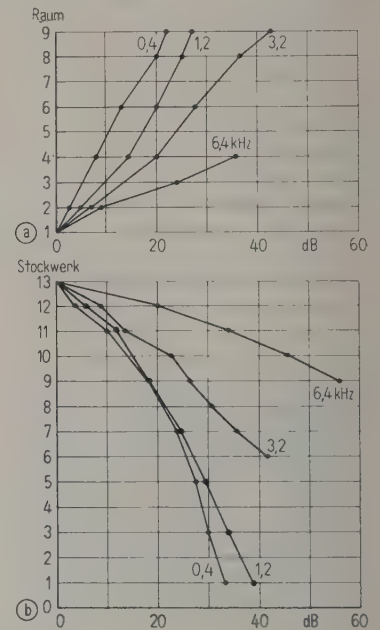


Abb. 23. Pegelabfall mit der Entfernung vom Anregungsort in einem Stahlbeton-Hochhaus mit 19 cm Stahlbetondecken, Zwischenwänden aus 12 cm Bimsbetonsteinen und einer 43 cm starken Außenwand (30 cm Stahlbeton und 13 cm äußere Verkleidung). Stockwerkshöhe 3,10 m, Breite eines Raumes 3,65 m. Verwaltungshochhaus der Landesversicherungsanstalt Düsseldorf, Adersstraße. (a) Horizontale Ausbreitung, Stahlbetondecke; (b) vertikale Ausbreitung, Außenwand.

Die Abb. 23 und 24 bringen die Ergebnisse für ein Stahlbeton- und ein Stahlskeletthauses. Für die horizontale Ausbreitung bestehen keine sehr großen Unterschiede (die Entfernung zwischen Raum 1 und 9 in Abb. 23 ist die gleiche wie zwischen Raum 1 und 5 in Abb. 24). Hingegen mißt man auf der Außenwand des Stahlskeletthauses einen wesentlich größeren Pegelabfall als auf der entsprechenden Wand des Stahlbetonhauses. Dafür kann nur die Stoßstellendämmung verantwortlich sein, da die Materialverluste (siehe Abb. 9) kein ungewöhnliches

Verhalten zeigen. Die hohe Stoßstellendämmung ist offenbar auf die ungünstige Anpassung beim Übergang Bimswand – Stahlträger zurückzuführen.

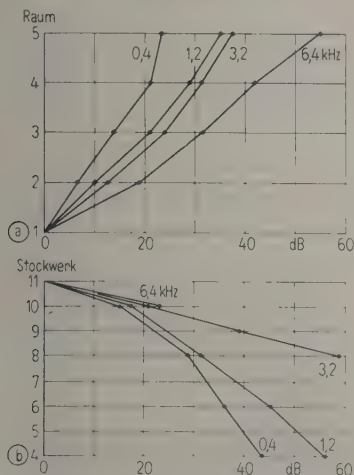


Abb. 24. Pegelabfall mit der Entfernung vom Anregungsort in einem Stahlskelett-Hochhaus mit 14 cm Stahlbetondecken, Zwischenwänden aus 12 cm Bimsbetonsteinen und einer (unverkleidet) 32,5 cm starken Außenwand aus 25 cm Bimsbetonsteinen und 6,5 cm Ziegeln. Stockwerkshöhe 3,21 m, Breite eines Raumes 7 m. Hochhaus der Industrie- und Handelskammer, Düsseldorf, Berliner Allee. (a) Horizontale Ausbreitung, Stahlbetondecke; (b) vertikale Ausbreitung, Außenwand.

Auffällig ist in allen Abbildungen der gebogene Kurvenverlauf, d. h. die Tatsache, daß man in Sendernähe einen größeren Pegelabfall findet als in Senderferne. Diese Erscheinung beruht auf der räumlichen Ausbreitung des Körperschalls (siehe Einleitung).

Es muß an dieser Stelle noch darauf hingewiesen werden, daß der geringe Pegelabfall bei tiefen Frequenzen, wie er etwa in Abb. 23 zum Ausdruck kommt (35 dB über 12 Stockwerke ≈ 37 m), nicht zu schwerwiegend beurteilt werden darf, denn z. B. die Nebengewegübertragung für Luftschall wird trotzdem gering sein, da die Wand wegen ihrer großen Masse nur schwer angeregt wird. Etwas Entsprechendes gilt auch für die Übertragung von Körperschall. Bei der Beurteilung einer Konstruktion müssen also neben den Schnelle-Pegeldifferenzen noch die Wandimpedanzen in Betracht gezogen werden.

2.5. Die Apparatur

Als Körperschallsender wurden piezoelektrische Systeme verwendet. Zur Erzeugung der kurzzeitigen Schwingungsimpulse für die Ausbreitungsmessungen wurde der Sender in Reihenschaltung mit einer abstimmbaren Drosselspule betrieben und diese Rei-

schaltung durch Rechteckimpulse geeigneter Dauer angeregt. Für die Schallgeschwindigkeitsmessungen wurden Schwingungsimpulse (Impulsdauer etwa 20 Perioden) benutzt. Diese erzeugte ein impulsgetasteter Sinusgenerator.

Die Körperschallschwingungen wurden mit einem piezoelektrischen Dickenschwinger abgetastet; er war mit Klebwachs unmittelbar an die Wände geklebt. Infolge der mangelnden Richtungsselektivität des Empfängers (etwa 15 dB) konnten die verschiedenen Wellenarten nicht getrennt untersucht werden.

Zur Bestimmung der Nachhallzeit wurde der Abklingvorgang über einen momentan-logarithmischen Verstärker mit einem Zweistrahloszillographen aufgezeichnet. Mit dem zweiten Strahlensystem wurden Zeitmarken geschrieben (siehe Abb. 7).

Bei der Schallgeschwindigkeitsmessung wurde ein Impuls an zwei um eine bekannte Laufstrecke voneinander entfernten Meßpunkten empfangen und auf einem Zweistrahloszillographen aufgezeichnet. Außer den in den Abb. 4 und 5 dargestellten Oszillogrammen wurden noch jedesmal dieselben Vorgänge mit Dunkelsteuerungszeitmarken aufgenommen, so daß eine genaue Bestimmung der Laufzeit möglich war.

3. Theorie zur Verteilung der Körperschallenergie

3.1. Aufstellen eines Gleichungssystems

Unter den n Wänden W_1, W_2, \dots, W_n eines Hauses betrachte man die Wand W_1 und alle an sie grenzenden Wände. Diese Nachbarwände von W_1 seien z. B. W_2, W_3, W_4 (siehe Abb. 25).

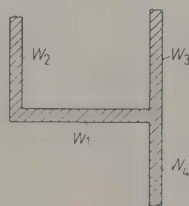


Abb. 25. Anordnung von Wänden.

Es sei eine beliebige Wand W_k ($k \neq 1, 2, 3, 4$) durch einen Körperschallsender zu erzwungenen Schwingungen angeregt. Mit den Bezeichnungen U_i Flächendichte der Energie auf W_i , c_i Schallgeschwindigkeit (Gruppengeschwindigkeit) auf W_i , F_i Fläche von W_i , β_i Verlustkoeffizient, α_{ik} Übertragungskoeffizient und den Definitionsgleichungen für β_i und α_{ik} : $\beta_i c_i U_i =$ in der Zeiteinheit in W_i verzehrte Energie,

$\alpha_{ik} c_i U_i$ = in der Zeiteinheit von W_i nach W_k fließende Energie, ergibt sich die der Wand W_1 in der Zeiteinheit verlorengehende Energie zu

$$\beta_1 c_1 U_1 + \alpha_{12} c_1 U_1 + \alpha_{13} c_1 U_1 + \alpha_{14} c_1 U_1. \quad (1)$$

Ebenso erhält man für die der Wand W_1 von ihren Nachbarwänden in der Zeiteinheit zugeführte Energie

$$\alpha_{21} c_2 U_2 + \alpha_{31} c_3 U_3 + \alpha_{41} c_4 U_4. \quad (2)$$

Für die Änderung der Energie folgt dann aus Gl. (1) und (2) mit der Abkürzung $\varphi_i = c_i U_i$

$$F_1 \frac{d\varphi_1}{dt} = \sum_{i=2}^4 \alpha_{i1} \varphi_i - \left(\beta_1 + \sum_{i=2}^4 \alpha_{1i} \right) \varphi_1. \quad (3)$$

Ganz analog ergeben sich durch Aufstellen der entsprechenden Beziehungen für die anderen Wände weitere Gleichungen.

Im allgemeinsten Fall können n Schallquellen wirksam sein. Ist I_k der von der k -ten Schallquelle auf die Wand W_k eingespeiste Energiestrom, dann gilt

$$\frac{F_k}{c_k} \frac{d\varphi_k}{dt} = I_k + \sum_{i=1}^n \alpha_{ik} \varphi_i - \left(\beta_k + \sum_{i=1}^n \alpha_{ki} \right) \varphi_k. \quad (4)$$

$$k = 1, 2, \dots, n.$$

Dieses System linearer Differentialgleichungen beschreibt die Verteilung der Körperschallenergie in dem aus den Wänden gebildeten Netzwerk. Dabei ist $\alpha_{ik} = 0$ zu setzen, wenn W_i und W_k nicht unmittelbar aneinandergrenzen. Ferner sind alle $\alpha_{ii} = 0$.

Der wichtigste Spezialfall von Gl. (4) ergibt sich mit

$$d\varphi_k/dt = 0, \quad (k = 1, 2, \dots, n); \quad I_1 \neq 0, \\ I_2 = I_3 = \dots = I_n = 0.$$

Es handelt sich dann um den eingeschwungenen Zustand des Netzwerkes bei stationärer Anregung der Wand W_1 .

Einen anderen Sonderfall erhält man mit

$$I_k = 0, \quad (k = 1, 2, \dots, n) \quad \text{für} \quad t > 0.$$

Die Gl. (4) beschreibt dann den Nachhallvorgang.

3.2. Die Konstanten

Der Koeffizient α_{ik} charakterisiert die Energieübertragung zwischen W_i und W_k . Bezeichnet man mit l_{ik} die Länge der Kante, welche W_i und W_k gemeinsam ist, und mit τ_{ik} den Transmissionsgrad (Verhältnis von durchgelassener zu auffallender Energie) über diese Kante hinweg, so ergibt sich durch Mittelung über alle Einfallswinkel

$$\alpha_{ik} = \frac{l_{ik} \tau_{ik}}{\pi}.$$

Dabei ist ein diffuses Schallfeld auf den Wänden und ein vom Einfallswinkel unabhängiger Wert des Transmissionsgrades angenommen. Da die Energie-

übertragung von der Richtung nicht abhängt, ist $\tau_{ik} = \tau_{ki}$ und also $\alpha_{ik} = \alpha_{ki}$.

Aus der Beziehung

$$dU/dt = -\omega \eta U,$$

die für die Energieverluste durch Materialdämpfung gültig ist, wobei ω die Kreisfrequenz und η den Verlustfaktor bedeutet, erhält man

$$\beta_i = \frac{\omega F_i \eta_i}{c_i}.$$

Bezeichnet man mit d die Dämpfung in Dezibel pro Längeneinheit, so wird

$$\beta_i = 0,23 d_i F_i.$$

Die primäre Körperschallschwingungsgröße auf einer Wand ist die Schnelle v und nicht die Energiedichte U , welche in der bisherigen Rechnung allein vorkommt. Da aber in einem Gebäude nur wenige Typen von Wänden bzw. Decken vorkommen und da auf gleichen Wänden gleichartige Schwingungsverteilungen herrschen, kann man mit Hilfe der Beziehung

$$U_i \sim \mu_i v_i^2$$

auf die Schnelle umrechnen. μ ist dabei die Masse der Flächeneinheit von W_i .

Die für die Körperschallausbreitung wesentlichen Größen sind also:

geometrische Konstanten:	F_i, l_{ik}
Materialkonstanten:	μ_i, η_i, c_i
Konstruktionskonstanten:	$\tau_{ik}.$

Die Gültigkeitsgrenzen der im vorangehenden entwickelten Theorie ergeben sich im einzelnen aus den bei der Herleitung gemachten Voraussetzungen. Charakteristisch für die Überlegungen ist, daß nur die Strömung der Schwingungsenergie betrachtet wird. Über die Wellenart der Körperschallschwingungen ist keine Annahme gemacht. Jedoch gelten die Rechnungen zunächst nur für einen bestimmten Wellentyp, nämlich für denjenigen, dessen Gruppengeschwindigkeit eingesetzt wird. Daher ist die in der Praxis auftretende Kopplung zwischen zwei Wellenarten (Dehn- und Biegewellen), die sich mit verschiedenen Geschwindigkeiten ausbreiten, außer acht gelassen. — Bei der Durchrechnung eines konkreten Beispiels wird man zweckmäßig zunächst nur die Biegewellen berücksichtigen.

4. Eine elektrische Analogie

4.1. Herleitung der Analogie

Die Gl. (4) läßt sich umformen zu

$$I_k - \frac{F_k}{c_k} \frac{d\varphi_k}{dt} - \beta_k \varphi_k + \sum_{i=1}^n \alpha_{ik} (\varphi_i - \varphi_k) = 0. \quad (5)$$

Faßt man in dieser Gleichung jeden Summanden als Stromstärke auf, so läßt sich Gl. (5) als Summe der

zum k -ten Knotenpunkt eines Netzwerkes fließenden Ströme deuten (Kirchhoffsche Knotenpunktgleichung).

Mit der Analogie

- φ_k Potential des k -ten Knotenpunktes,
- α_{ik}^{-1} Übertragungswiderstand zwischen dem i -ten und dem k -ten Knotenpunkt,
- β_k^{-1} Ableitwiderstand vom k -ten Knotenpunkt gegen Null,
- F_k/c_k Kapazität des k -ten Knotenpunktes gegen Null,
- I_k von außen eingespeister Strom

ergibt sich aus Gl. (5) dann die Schaltung der Abb. 26.

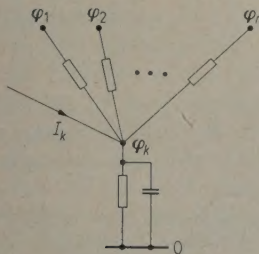


Abb. 26. Analogieschaltung zu Gl. (5).

Damit ist dem Netzwerk von Wänden ein elektrisches Netzwerk zugeordnet. Der Wand W_k entspricht der k -te Knotenpunkt der Analogieschaltung. Die Konstanten aus Abschnitt 3.2 bestimmen die Schaltelemente. Die Analogie ist eine Gleichstromanalogie. Der Ausbreitung der Körperschall-Schwingungsenergie in einem Haus entspricht das Fließen elektrischer (Gleich-) Ströme im Netzwerk.

4.2. Ein Beispiel

4.2.1 Die Schaltung

Für ein spezielles Gebäude wurde die elektrische Analogieschaltung realisiert. Als Beispiel wurde ein

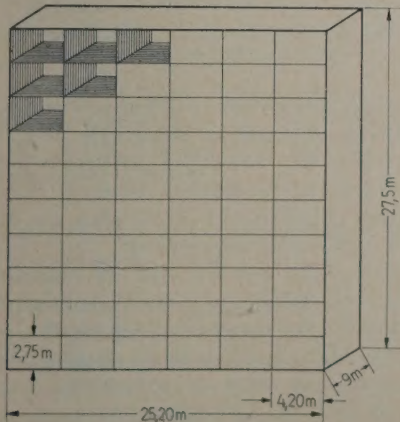


Abb. 27. Modellhochhaus.

Hochhaus mit 10 Stockwerken und 6 Zimmern in jedem Stockwerk gewählt (Abb. 27). Es handelt sich um ein Haus ohne Vorder- und Rückwand, also um ein im wesentlichen zweidimensionales Gebilde. Das bedeutet keine starke Abweichung gegenüber einem wirklichen Haus, da im praktischen Fall Vorder- und Rückwand durch Fenster und Balkone vielfältig unterbrochen sind².

Für das Modellhaus wurde angenommen:

- geometrische $l = 9 \text{ m}$
- Konstanten: $F_W = 24,75 \text{ m}^2$ ($W = \text{Wand}$)
 $F_D = 37,8 \text{ m}^2$ ($D = \text{Decke}$)
- Materialkonstanten: $\mu_D = \mu_W, \eta = 10^{-2}$,
 $c = 1130 \text{ m/s}$ bei 400 Hz
 $c = 1800 \text{ m/s}$ bei 1200 Hz
 $c = 2000 \text{ m/s}$ bei 3200 Hz
 $c_W = c_D$

Konstruktionskonstanten:

$\tau = \frac{1}{8} \cong 9 \text{ dB}$

$\tau = \frac{1}{5} \cong 7 \text{ dB}$

$\tau = \frac{1}{2} \cong 3 \text{ dB}$

Um eine Übersicht über die Frequenzabhängigkeit der Ausbreitung zu erhalten, wurde für jede der drei Frequenzen 400 Hz, 1200 Hz und 3200 Hz die Analogieschaltung aufgebaut. Da die Transmissionsgrade frequenzunabhängig vorausgesetzt waren, brauchten nur die Ableitwiderstände ausgewechselt zu werden.

Aus den Konstanten errechnet man für die Verlust- und Übertragungskoeffizienten:

$\beta_{W,400} = 0,55 \text{ m}, \beta_{W,1200} = 1,04 \text{ m}, \beta_{W,3200} = 2,49 \text{ m},$

$\beta_{D,400} = 0,841 \text{ m}, \beta_{D,1200} = 1,58 \text{ m}, \beta_{D,3200} = 3,8 \text{ m},$

$\alpha_+ = 0,358 \text{ m}, \alpha_- = 0,573 \text{ m}, \alpha_r = 1,43 \text{ m}.$

Die Reziproken dieser Größen ergeben – bis auf einen willkürlichen Faktor – die Widerstände der Schaltung. Um für diese Widerstände handelsübliche Werte zu erzielen, wurden die Verlust- und Übertragungskoeffizienten etwas abgeändert. Diese abgeänderten Koeffizienten und die sich aus ihnen ergebenden Widerstände sind in der Tabelle I aufgeführt.

Eine Aufnahme der fertigen Schaltung für die Messung bei stationärer Anregung zeigt Abb. 28.

Die Messungen hätten mit Gleichstrom ausgeführt werden müssen, da es sich um eine Gleichstromanalogie handelt. Bei den Versuchen mit stationärer

² Ein Gebäude, das dem hier gewählten Beispiel sehr ähnlich ist, ist das Laubengang-Hochhaus, von dem in Abb. 20 und 21 Meßergebnisse dargestellt sind.

Tabelle I

$\beta_{W, 400}$	$= 0,572 \text{ m} \rightarrow 125 \text{ k}\Omega$
$\beta_{W, 1200}$	$= 1,02 \text{ m} \rightarrow 70 \text{ k}\Omega$
$\beta_{W, 3200}$	$= 2,38 \text{ m} \rightarrow 30 \text{ k}\Omega$
$\beta_{D, 400}$	$= 0,794 \text{ m} \rightarrow 90 \text{ k}\Omega$
$\beta_{D, 1200}$	$= 1,59 \text{ m} \rightarrow 45 \text{ k}\Omega$
$\beta_{D, 3200}$	$= 3,57 \text{ m} \rightarrow 20 \text{ k}\Omega$
α_+	$= 0,357 \text{ m} \rightarrow 200 \text{ k}\Omega$
α_-	$= 0,572 \text{ m} \rightarrow 125 \text{ k}\Omega$
α_{\square}	$= 1,43 \text{ m} \rightarrow 50 \text{ k}\Omega$

Anregung war es aber bequemer, Wechselstrom zu verwenden, um die üblichen Verstärker benutzen zu können. Das ist zulässig, da die Schaltung in diesem Fall wegen $d\varphi_k/dt=0$ nur ohmsche Widerstände enthält.

Die Ausbreitungsmessungen geschahen in der Weise, daß das Netzwerk zwischen einem Knotenpunkt und Erde mit einer Wechselspannung angeregt wurde und dann die Spannung an den anderen Knotenpunkten gemessen wurde.

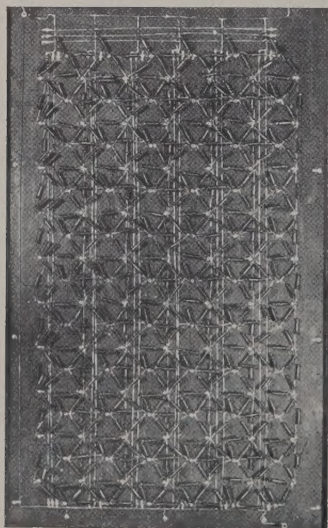


Abb. 28. Analogieschaltung.

Für die Nachhallmessungen wurden parallel zu den Ableitwiderständen Kondensatoren geschaltet. Da nur das Verhältnis von scheinbarem zu wahren Verlustfaktor und die Ortsabhängigkeit der Nachhallzeit gemessen werden sollten, kam es nur auf die Verhältnisse der Kapazitäten zueinander an. Parallel zu den Decken-Ableitwiderständen lagen 30 000 pF, parallel zu den Wand-Ableitwiderständen 20 000 pF. Die Nachhallzeit ergab sich durch Beobachtung des Abklingvorganges nach Abschalten einer Gleichstromquelle vom Netzwerk. Der Abklingvorgang wurde über einen linearen Verstärker auf dem Oszillographen sichtbar gemacht.

4.2.2. Bestimmung des Verlustfaktors durch Nachhallmessung

Während der wahre Verlustfaktor η durch die Zeitkonstante des aus Ableitwiderstand und Ableitkondensator gebildeten RC -Gliedes bestimmt ist, ergibt sich der scheinbare Verlustfaktor η' aus der Gesamtschaltung, in der der wirksame Ableitwiderstand kleiner ist, da Übertragungs- und Ableitwiderstände benachbarter Knotenpunkte parallel liegen. Demzufolge mißt man auf der angeregten (nullten) Wand ein Verhältnis η'/η größer als Eins (siehe Abb. 29). Die Abweichung vom Wert Eins ist in der Schaltung für 400 Hz am größten, da bei dem großen Ableitwiderstand der Nebenschluß durch die benachbarten Knotenpunkte den stärksten Einfluß hat. — Daß das Verhältnis η'/η in der Schaltung für die tiefste Frequenz (400 Hz) den größten Wert hat, gilt demzufolge auch für die anderen Messungen, bei denen der Abklingvorgang ein, zwei oder drei Stockwerke über der angeregten Wand aufgenommen wurde. Nur wird mit wachsender Entfernung vom Anregungsort das Verhältnis kleiner, da durch das Nachströmen der Energie von den Knotenpunkten mit höherem Potential der Abklingvorgang verlängert wird.

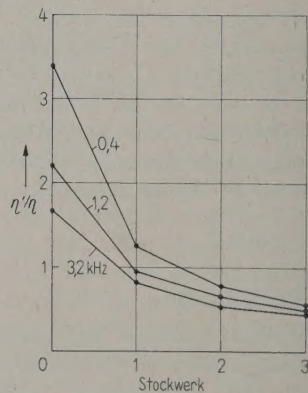


Abb. 29. Ortsabhängigkeit des aus der Abklingzeit ermittelten scheinbaren Verlustfaktors.

Die hier gewonnenen Ergebnisse stimmen mit den in Abb. 8 mitgeteilten Messungen überein. Auch dort erhielt man mit größer werdender Entfernung vom Anregungsort kleinere Werte η' . Ebenso trat bei festem Empfangsort ein Abfallen der Werte von η' mit wachsender Frequenz auf.

Somit ergibt sich aus Abb. 29 folgender Sachverhalt: Zur Bestimmung der Verluste durch Nachhallmessung hat man Sender und Empfänger so aufzustellen, daß sie sich nicht auf derselben Wand befinden, sondern durch eine Stoßstelle voneinander getrennt sind. Der so ermittelte Verlustfaktor η' hat die geringstmögliche Abweichung vom wahren Wert η .

Mit der Nachhallmethode ist nur eine summarische und grobe Messung der Verluste am Bauwerk möglich, doch dürfte dieses Verfahren für die Zwecke der Bauakustik in vielen Fällen ausreichen.

4.2.3. Übertragung an Stoßstellen

Am Analogienetzwerk wurden ebenso wie an Gebäuden Übertragungsmessungen zwischen benachbarten Elementen (Knotenpunkten bzw. Wänden) bei stationärer Anregung ausgeführt. Die Resultate zeigt Abb. 30. Die Frequenzabhängigkeit der gemessenen Pegeldifferenzen rührt von den mit wachsender Frequenz steigenden Ableitungsverlusten her.

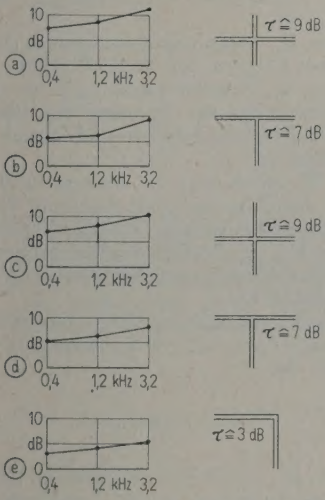


Abb. 30. Pegeldifferenz an Stoßstellen; a, b horizontale Übertragung, c, d, e Übertragung um die Ecke.

Wie man aus Abb. 30 ersieht, sind bei der mittleren Frequenz die Pegeldifferenzen ungefähr gleich den vorgegebenen Transmissionsgraden. Dies Ergebnis ist insofern von Bedeutung, als — ebenso wie beim Bauwerk — ein Transmissionsgrad nicht unmittelbar gemessen werden kann, während die Pegeldifferenz einfach zu bestimmen ist. Eine einfache Zuordnung zwischen Transmissionsgrad und Pegeldifferenz besteht nicht, da letztere noch wesentlich von der Materialdämpfung und der räumlichen Ausbreitung abhängt.

4.2.4 Ausbreitung über größere Entfernungen

Die Ausbreitung über die ganze Länge des Netzwerkes wurde an der in Abschnitt 4.2.1 beschriebenen Analogieschaltung für ein Haus mit sechs Zimmern in jedem Stockwerk (6-Zi.-Hs.) gemessen, sowie an einer zweiten Schaltung mit den gleichen Widerständen, die aber ein Haus mit nur zwei Zim-

mern in jedem Stockwerk (2-Zi.-Hs.), also einen turmartigen Bau, nachbildet. Die Abtastung wurde für die mittlere Innenwand und für eine Außenwand durchgeführt.

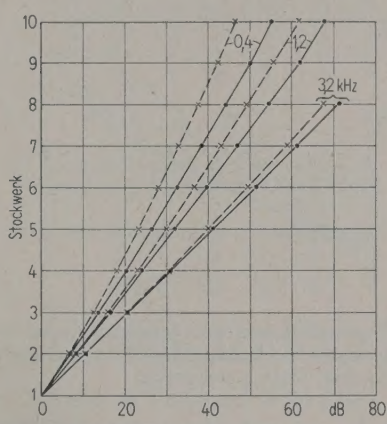


Abb. 31. Pegelabfall mit der Entfernung vom Anregungsort, vertikale Ausbreitung auf der mittleren Innenwand. ● Haus mit 6 Zimmern je Stockwerk, × Haus mit 2 Zimmern je Stockwerk.

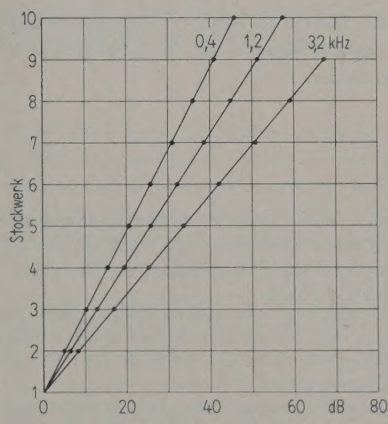


Abb. 32. Pegelabfall mit der Entfernung vom Anregungsort, vertikale Ausbreitung auf der Außenwand des 6-Zimmer-Hauses.

Die Abb. 31 und 32 zeigen die Ergebnisse. In Abb. 32 sind die Meßpunkte für das 2-Zi.-Hs. nicht eingetragen, da sie um nicht mehr als 1,5 dB von den eingezeichneten Kurven für das 6-Zi.-Hs. abweichen. Im Fall der Abb. 31 sind die Abweichungen zwischen 2-Zi.-Hs. und 6-Zi.-Hs. größer, da beim 2-Zi.-Hs. für die Fortpflanzung auf der Innenwand die beiden benachbarten Außenwände einen merklichen Beitrag liefern, während sie beim 6-Zi.-Hs. keinen Einfluß haben.

Vergleicht man diese Messungen an der Analogieschaltung mit entsprechenden Messungen, die an Gebäuden ausgeführt worden sind (vgl. Abb. 20

und 22), so kann man eine in Anbetracht der einfachen Voraussetzungen für die elektrische Analogie befriedigende Übereinstimmung feststellen.

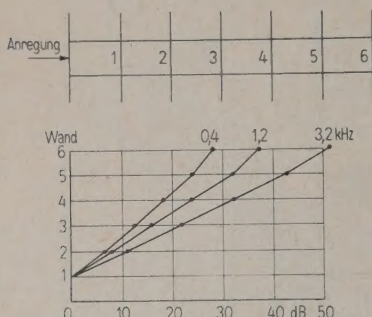


Abb. 33. Pegelabfall mit der Entfernung vom Anregungsort, horizontale Ausbreitung in der elektrischen Analogieschaltung.

In Abb. 33 sind noch Meßresultate für Ausbreitung in horizontaler Richtung mitgeteilt. Auch in diesem Fall zeigt sich eine befriedigende Übereinstimmung mit einer am wirklichen Bau ausgeführten Messung, wie sie in Abb. 21 dargestellt ist.

Für die Durchführung der Untersuchungen stellte das Bundesministerium für Wohnungsbau die Mittel zur Verfügung.

Herrn Prof. Dr. E. MEYER möchte ich für die Anregung zu dieser Arbeit und für sein stets förderndes Interesse meinen ergebensten Dank sagen.

(Eingegangen am 12. Januar 1957.)

Schrifttum

- [1] CREMER, L., The propagation of structure-borne sound. Dept. of Sci. and Ind. Research, Rep. No. 1 (Series B), auszugsweise veröffentlicht in *Acustica* 3 [1953], 317.
- [2] MEYER, E., Messungen zur Körperschallübertragung an Hand von Modellen. *Acustica* 6 [1956], 51.
- [3] MEYER, E., PARKIN, R. H. und PURKIS, H. J., A tentative method for the measurement of indirect sound transmission in buildings. *Acustica* 1 [1951], 17.
- [4] SCHMIDT, R., Dämpfungsmessungen an Schallwellen in festen Körpern. *Ing. Arch.* 5 [1934], 352.
- [5] GASTELL, A., Schalldämmmessungen in der Praxis und Vorschläge zur Normung des Schallschutzes von Wohnungstrennwänden und Decken. *Akust. Z.* 1 [1936], 24.
- [6] KUHLE, W. und KAISER, H., Absorption of structure-borne sound in building materials without and with sand-filled cavities. *Acustica* 2 [1952], 179.
- [7] GÖSELE, K., Der Einfluß der Hauskonstruktion auf die Schall-Längsleitung bei Bauten. *Gesundheits-Ing.* 75 [1954].
- [8] MARTIN, R. und MÜLLER, H. W., Über Körperschalluntersuchungen in Wohnbauten. *Acustica* 6 [1956], 88.

Buchbesprechung

Informationstheorie, Heft 3 der „Nachrichtentechnischen Fachberichte“. Verlag F. Vieweg & Sohn, Braunschweig 1956, 118 Seiten, 126 Bilder, DIN A4, geheftet DM 22,—.

Die Anwendung informationstheoretischer Methoden hat sich in den letzten Jahren auf vielen Gebieten der Naturwissenschaft und der Technik als außerordentlich fruchtbar erwiesen.

In dem vorliegenden Heft „Informationstheorie“ hat der Herausgeber 12 Einzelbeiträge verschiedener Autoren zusammengestellt, die informationstheoretisch behandelbare Probleme zum Gegenstand haben. Der Rahmen ist dabei weit gesteckt. Neben nachrichtentechnischen Themen werden auch hörpsychologische, musikästhetische, sprachliche, wissenschaftstheoretische und mathematische behandelt. Dies zeigt eine Aufzählung der (gekürzten) Themen: ENKEL „Zur Typologie des Gehörs“; FÜCKS „Theorie der Bildung von Sprachelementen aus ihren Bestandteilen“; GUANELLA „Anwendungen der Korrelations-Methode beim Schwingungs-Empfang“; KÜPFMÜLLER und WARNS „Sprachsynthese aus Lauten“; MANDELBROT „Der Ingenieur als Strategie: Verhaltens-

theorien“; MEYER-EFFLER und DARIUS „Die Autokorrelation von ebenen zweidimensionalen Bildvorlagen“; MOLES „Informationstheorie der Musik“; NEIDHARDT „Informationstheoretischer Wirkungsgrad einer Fernsehketten“; SANKARAN und GANESHSUNDARAM „Struktur in der Sprache, Physikalische Realität des Phonems“; SCHRÖTER „Modellvorschläge für Quantisierung und Speicherung“; VILBIG und HAASE „Systeme zur Sprachbandkompression“; ZEMANEK „Schaltalgebra“.

Die verschiedenen Gesichtspunkte und Behandlungsweisen, nach denen die Autoren vorgegangen sind, haben naturgemäß zur Folge, daß sich eine recht heterogene Zusammenstellung ergibt, bei der auch die Darstellung sehr wechselt. Gerade diese Eigenschaft ist aber besonders geeignet, dem Neuling die Vielfalt der Probleme und der Standpunkte zu zeigen. Der Fachmann findet in den Beiträgen wertvolle Hinweise und tiefeschürfende Abhandlungen. Den Autoren und dem Herausgeber muß man für diese Zusammenstellung besonders danken, die einen tiefen Einblick in dieses stark im Fortschritt begriffene Gebiet ermöglicht, und damit Lehrbüchern und Monographien vorseilt.

K. TAMM